



HAL
open science

Modifications des propriétés de cohérence des faisceaux laser dans les plasmas de fusion par confinement inertiel

Mickael Grech

► **To cite this version:**

Mickael Grech. Modifications des propriétés de cohérence des faisceaux laser dans les plasmas de fusion par confinement inertiel. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. University of Bordeaux, 2007. Français. NNT: . tel-01785769

HAL Id: tel-01785769

<https://theses.hal.science/tel-01785769>

Submitted on 4 May 2018

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.

N°d'ordre : 3387

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Mickael GRECH**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : NOYAUX, ATOMES, AGRÉGATS et PLASMAS

Modifications des propriétés de cohérence des faisceaux laser dans les plasmas de fusion par confinement inertiel

Soutenue le : 29 Juin 2007

Après avis de :

M. Guy BONNAUD Rapporteur
M. Denis PESME Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	Christian STENZ	Professeur, Université Bordeaux 1	Président
M.	Guy BONNAUD	Directeur de recherche, CEA	Rapporteurs
M.	Denis PESME	Directeur de recherche, Ecole Polytechnique	
Mme	Christine LABAUNE	Directrice de recherche, Ecole Polytechnique	Examineurs
M.	Gilles RIAZUELO	Ingénieur-chercheur, CEA	
M.	Vladimir TIKHONCHUK	Professeur, Université Bordeaux 1	

Membre invité :

M. Stefan WEBER Chercheur

A mes parents

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier MM. Guy Bonnaud et Denis Pesme pour avoir bien voulu rapporter ce travail. M. Guy Bonnaud a joué un rôle important au début de cette thèse en soutenant ma candidature pour le Contrat de Formation par la Recherche qui a financé ce travail. Je lui en suis très reconnaissant. M. Denis Pesme a lui aidé l'impétrant que j'étais à mieux comprendre les instabilités paramétriques en présence d'une onde de pompe aléatoire. Ses nombreuses remarques et la longue correspondance que nous avons entretenue à la fin de cette thèse sont à l'origine du quatrième chapitre de ce manuscrit. Je le remercie pour sa disponibilité et son implication.

Je remercie M. Christian Stenz d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse et pour m'avoir permis de participer aux expériences sur l'interaction laser-plasma qui sont présentées ici. Mme Christine Labaune a joué un rôle important tout au long de ma thèse. Ses conseils et remarques sur le lissage par plasma auront été d'une grande utilité. Je lui en suis très reconnaissant.

Un grand merci à Stefan Weber qui m'a beaucoup aidé au cours de cette thèse tant sur le lissage induit par plasma que sur d'autres sujets que nous avons abordés ensemble. J'espère que nous continuerons à travailler ensemble, et qu'il aura enfin le poste qu'il mérite.

Je remercie tout particulièrement mon responsable CEA, Gilles Riazuelo. Il m'a accueilli sur le centre de Bruyères-Le-Châtel à de nombreuses reprises. Il a guidé mes premiers et laborieux pas dans la programmation et m'a fait découvrir le code PARAX qui s'est avéré être un outil essentiel à ce travail. Je le remercie donc pour sa disponibilité. Je suis heureux de voir que la relation d'encadrement initiale se transforme en une collaboration amicale qui je l'espère sera fructueuse.

Aussi, j'ai eu la chance de travailler sous la direction de Vladimir Tikhonchuk. Si je n'avais pas suivi son cours de Physique des Plasmas en DEA, je me serais certainement orienté vers un autre domaine de la physique. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir accepté dans le groupe plasma chaud et d'avoir encadré ce travail. Cette thèse doit beaucoup à sa très grande disponibilité et son sens physique inouï. Il a répondu à toutes mes questions avec patience, ne perdant jamais le sourire quand ces questions revenaient une n -ième fois. Je souhaite ici lui témoigner toute ma gratitude et mon admiration.

Cette thèse été réalisée en partie au CEA/DAM Ile-de-France et financée grâce à un Contrat Formation par la Recherche avec le CEA/DAM Ile-de-France. Je remercie M. Daniel Vanderhaegen de m'avoir accueilli au sein du Département de Physique Théorique et

Appliquée. Je remercie Mmes Françoise Simonet et Laurence Bonnet et M. Erik Lefebvre d'avoir accepté ma présence au sein de leur service et laboratoire ainsi que d'avoir permis le financement de plusieurs séjours sur Paris. Grâce à eux, cette thèse s'est déroulée dans les meilleures conditions. Je remercie Claude Gouedard avec qui j'ai eu de nombreuses, stimulantes et vigoureuses discussions. Je salue et remercie enfin l'ensemble des membres de PPE que j'ai cotoyés au cours de ces séjours : Rachel, Stéphanie, Didier, Luc et Stefan (qui a bien voulu m'accepter dans son groupe pour un post-doc, puisse-t-il ne jamais le regretter). Je salue la bande du bus de 18h30 et notamment Solène, Laurent et Michel. Je souhaite enfin remercier vivement David Patin pour m'avoir accueilli de nombreuses fois lors de mes séjours parisiens. Ecumer bars et restaurants de la capitale en sa compagnie est toujours un grand plaisir.

Une grande partie de cette thèse a été réalisée au CELIA. Je remercie MM. Jean-Claude Gauthier et Philippe Balcou de m'y avoir accueilli. Je remercie l'ensemble du groupe plasmas chauds avec qui j'ai partagé de très belles années. J'ai eu la chance d'arriver au moment de la création de ce groupe. C'est une phase passionnante que celle où tous les projets démarrent. J'exprime donc toute mon amitié à Caterina, Marina, Virginie, Guy, Jérôme, Ludo, Stéphane, Vincent, Bruno, Jean-Pierre, Pierre-Henri, Emilien, Aubin, Roland D. et Arnaud (voisin au bureau comme à la maison). Je me dois d'accorder une mention spéciale à Philippe Nicolaï qui a bien voulu faire et refaire l'ensemble des simulations CHIC présentées ici. Je lui en suis très reconnaissant et me suis redevable d'un certain nombre de caramels au beurre salé. Merci aussi à Jean-Luc Feugeas et Xavier Ribeyre pour m'avoir permis de participer à leur travail sur la modélisation des effets non-locaux. Je remercie enfin mes deux collègues de bureau, Benoit Chimier et Afeintou Sangam pour ces quatre années où ils m'ont supporté avec le plus grand courage.

Un grand merci enfin à l'ensemble du CELIA. Pour leurs conseils et les heures passées en *brainstorming* sur l'installation laser ALISE, je remercie spécialement Claude Fourment et Sébastien Montant. Je remercie Didier Briand pour son amitié et sa patience face à mon expansionnisme sur les disques durs du CELIA. Merci à Sophie Aussel, Maryline Mondolfi et Catherine Termens. Enfin, pour leur bonne humeur, les nombreuses pauses café, restos et discussions interminables, je remercie *La Gamine* et João, Capu, Thomas, Dominique, Baptiste, Cécile et Margot, Claude et Yoann, Yann et Béata, Fabien et Cécile, Christophe, Roland G., Nikita, Anne, Louise, Olivier, Fred, Sophie J., Hervé et Bernard.

Je salue et remercie enfin mon ami et frère de thèse Samuel Micheau pour les nombreuses soirées partagées au CELIA, nos coups de bourre et nos coups de mou, nos discussions et parties de squash.

Au cours de cette thèse, j'ai eu l'occasion de travailler avec des personnes de différents laboratoires. Je tiens à remercier l'ensemble de ces personnes et en particulier Jean-Paul Goossens et l'ensemble de l'équipe ALISE du CEA/CESTA et Julien Fuchs et son équipe du LULI.

Je souhaite remercier les amis et professeurs qui sont venus à ma soutenance et que je n'avais pas vus depuis longtemps. Aussi, je salue les amis de toujours, Emilie (le meilleur

binôme que l'on puisse avoir), Magali et Anne-So pour leur soutien inconditionnel et les nombreuses discussions partagées depuis tant d'années. J'ai une pensée particulière pour Manu qui a fait sa thèse en même temps que moi. Bien que les phénomènes géologiques qu'elle étudie évoluent sur des temps bien plus longs que ceux étudiés dans cette thèse, elle aura été (une fois de plus) bien plus rapide que moi. Je la remercie aussi de nous avoir présenté Julien, lequel m'aidera à amener un peu de rationalité dans ce groupe où la parité n'est pas respectée.

Enfin, je souhaite exprimer toute ma reconnaissance et mon affection à ma famille pour son soutien. A mes grands-parents, mes oncles, tantes et cousins avec qui je suis toujours heureux de partager des réunions de famille survoleées. Je remercie aussi ma famille bulgare pour les moments partagés en France et en Bulgarie.

J'ai une pensée affectueuse pour mon arrière-grand-mère, *Mamiche*, qui, comme toujours avec ses arrières-petits-enfants, aurait été très fière de son arrière-petit-fils. Je regrette de n'avoir pas été assez rapide pour pouvoir la compter parmi les spectateurs de ma soutenance. Je me console en me disant que, de là-haut, elle doit être la seule de la famille à avoir compris ce que j'ai dit.

Je remercie enfin mes frères, Franck et Kiko (qui ont décidé d'être de l'autre côté des barricades) ainsi que ma belle-soeur Jacotte. Leur présence est pour moi essentielle et je suis heureux de tous les souvenirs que nous partageons et de tous ceux à venir.

Je remercie mes parents sans qui rien de cela n'aurait été. Je considère souvent que la réalisation de cette thèse est le résultat d'une évolution quasi-ballistique depuis la première impulsion qu'ils m'ont donné lors de mes premières années d'école. Je tiens à leur témoigner tout mon amour et ma gratitude.

Enfin, je souhaite remercier vivement la demoiselle qui a bien voulu partager ma vie pendant ces quatre années. Tzvetelina a su me faire oublier (pour le meilleur et pour le pire) le travail que j'avais à faire. Elle a toujours été présente et de bons conseils. Son mauvais caractère est sans doute la raison pour laquelle elle supporte le mien. Et je lui en suis extrêmement reconnaissant. Je tiens donc à lui exprimer tout mon amour et ma reconnaissance.

Merci à tous,
Michael

Les devises Shadok



EN ESSAYANT CONTINUELLEMENT
ON FINIT PAR RÉUSSIR. DONC:
PLUS ÇA RATE, PLUS ON A
DE CHANCES QUE ÇA MARCHE.

Je ne peux qu'encourager le thésard à suivre la sagesse Shadok tout au long de ces années qui mènent à la soutenance.

Table des matières

Introduction	5
1 Outils théoriques et numériques pour la description de l'interaction laser-plasma	21
1.1 Modélisation du plasma : de la description cinétique à la description ondulatoire	23
1.1.1 Les équations cinétiques	23
1.1.2 La description hydrodynamique du plasma	26
1.1.3 La description ondulatoire du plasma	31
1.2 Les équations de Maxwell pour l'évolution du champ haute fréquence .	36
1.2.1 Les équations de Maxwell	36
1.2.2 Equation d'onde pour le rayonnement laser	38
1.3 Approximations d'enveloppe et équation paraxiale	38
1.4 Lissage optique : intérêt et formalisation	41
1.4.1 Le lissage spatial	44
1.4.2 Le lissage temporel	52
1.5 Couplage d'ondes et instabilités paramétriques	56
1.5.1 Mise en équation	56
1.5.2 Instabilité de diffusion Brillouin vers l'avant	58
1.5.3 Instabilité de filamentation	61
1.6 Moyens numériques pour la description de l'interaction laser-plasma : le code d'interaction PARAX	63
1.6.1 Description du champ électrique du laser	63
1.6.2 Description de la réponse basse fréquence du plasma	65
1.6.3 Le code d'interaction PARAX	66
1.7 Conclusions	69
2 Le lissage induit par plasma des faisceaux laser : État de l'art au début de la thèse	71
2.1 Premières évidences de la perte de cohérence induite par plasma	72

2.1.1	Première mise en évidence expérimentale	72
2.1.2	Mise en évidence numérique du lissage induit par plasma	73
2.2	Le lissage induit par plasma : revue des travaux des travaux réalisés avant cette thèse	77
2.2.1	Un régime de lissage à haute intensité	77
2.2.2	Le lissage induit par plasma sous la puissance critique	83
2.3	Quels objectifs pour cette thèse ?	86
3	Modélisation statistique de la diffusion multiple de faisceaux partiellement incohérents sur les fluctuations de densité induites	89
3.1	Propagation d'un faisceau partiellement cohérent dans un milieu aléatoirement inhomogène	90
3.1.1	Equation de propagation pour la fonction de corrélation du champ électrique	91
3.1.2	Propagation dans un milieu aléatoirement inhomogène	94
3.2	Description statistique des fluctuations de densité induites par un laser partiellement cohérent	97
3.2.1	Rappel sur les fluctuations de densité induites par un mono-speckle	97
3.2.2	Fluctuations de densité induites par un faisceau spatialement incohérent : Première approche	101
3.2.3	Fluctuations de densité induites par un faisceau temporellement et/ou spatialement incohérent : approche de l'équation stochastique	103
3.3	Description couplée de la diffusion multiple de faisceaux partiellement incohérents sur les fluctuations de densité induites	114
3.3.1	Approche perturbative	117
3.3.2	Discussion sur la longueur caractéristique de lissage	119
3.4	Conclusions	120
4	Modélisation statistique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant	123
4.1	Equations de couplage à trois ondes pour la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant	125
4.1.1	Equations de couplage dans le formalisme paraxial	125
4.1.2	Symétrisation et normalisation des équations de couplage	128
4.2	Méthode itérative pour l'étude de l'évolution des moyennes des champs associés aux ondes filles	129
4.2.1	Décomposition des champs diffusé et acoustique en valeur moyenne et composante stochastique	129

4.2.2	Méthode itérative pour l'écriture des équations d'évolution des moyennes des champs	130
4.3	Mise en évidence des différents régimes de croissance	133
4.3.1	Calcul de $\Delta\omega_s$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$	133
4.3.2	Calcul de $\Delta\omega_d^{-1}$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$	135
4.4	Convergence du développement et justification de l'approximation de Bourret	139
4.5	Transition du régime de croissance incohérente vers le régime de croissance cohérente pour le FSBS	140
4.6	Conclusions	141
5	Simulation numérique du lissage par plasma sous la puissance critique pour la filamentation	145
5.1	Description des diagnostics développés pour le code PARAX	147
5.1.1	Conditions des simulations numériques	147
5.1.2	Diagnostics pour la lumière laser	148
5.1.3	Diagnostics pour les fluctuations de densité	157
5.2	Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité externes	161
5.2.1	Paramètres utilisés	161
5.2.2	Résultats numériques	162
5.3	Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité auto-induites et rôle clef du FSBS	165
5.3.1	Paramètres utilisés	165
5.3.2	Mise en évidence du lissage sous la puissance critique	165
5.3.3	Caractérisation de la perte de cohérence spatiale et temporelle induite	166
5.3.4	Discussion sur le développement de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant	171
5.3.5	Observation d'un écart à la statistique Gaussienne	177
5.4	Conclusions	180
6	Principe et mise en oeuvre expérimentale du lissage plasma sur l'installation ALISE	181
6.1	Mise en oeuvre expérimentale	182
6.2	Modélisation et caractérisation du plasma créé par jet de gaz	185
6.2.1	Caractérisation du jet de gaz	185
6.2.2	Modélisation du chauffage et estimation des conditions d'interaction	189

6.3	Résultats expérimentaux et comparaison aux simulations PARAX . . .	195
6.3.1	Mise en évidence qualitative du lissage : imagerie 2D intégrée en temps	195
6.3.2	Ombroscopie du plasma	198
6.3.3	Informations apportées par le diagnostic d'autocorrélation . . .	201
6.3.4	Mise en évidence expérimentale de la contribution de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant au lissage sous la puissance critique	204
6.4	Conclusions	206
Conclusion générale		207
Annexes		218
A Conventions sur les transformées de Fourier		219
A.1	Transformée de Fourier en espace	219
A.2	Transformée de Fourier en temps	220
B Méthode du point de selle		221
C Résolution de l'équation aux dérivées partielles $\partial_z (\partial_t + \nu_a) f = \gamma_0^2/c f$		223
C.1	Calcul pour $z \ll v_{abs/conv} t$	224
C.2	Calcul pour $z \gg v_{abs/conv} t$	224
D Modèle de Tang pour la prise en compte de la déplétion de l'onde de pompe		227
E Liste des publications et actes de conférences sur le sujet		229
E.1	Publications	229
E.2	Conférences internationales	229
Bibliographie		231

Introduction

Ce travail de doctorat s’inscrit dans le cadre de la fusion inertielle par laser qui cherche à créer, en laboratoire, les conditions permettant à des noyaux légers de fusionner, libérant ainsi une quantité importante d’énergie. Cette partie introductive présente le principe de la fusion contrôlée et s’intéresse plus particulièrement à la fusion par confinement inertiel (FCI) par laser. Nous y introduisons les principaux mécanismes de l’interaction laser-plasma qui influent sur la propagation des faisceaux laser dans les cibles de FCI. Nous y présentons les objectifs de notre travail avant d’établir le plan du manuscrit.

La fusion : une source d’énergie

Dans un monde où les problèmes énergétiques sont de plus en plus présents, l’énergie nucléaire est appelée à jouer un rôle grandissant. Il existe deux façons de libérer cette énergie. D’une part, la fission consiste à “casser” des noyaux lourds. D’autre part, la fusion consiste à “combiner” des noyaux légers. L’examen de la Fig. 1 nous permet de comprendre pourquoi ces réactions libèrent de l’énergie. Elle présente l’évolution le long de la vallée de stabilité¹ de l’énergie de liaison par nucléon. L’énergie de liaison par nucléon est le rapport de l’énergie de liaison totale B par le nombre de nucléons A , l’énergie de liaison totale d’un noyau étant l’énergie qu’il faudrait dépenser pour séparer ce noyau en ses constituants. La Fig. 1 est très largement discutée dans les manuels de physique nucléaire car elle permet de nombreux commentaires sur les forces nucléaires et la stabilité des noyaux. Nous nous contentons pour notre part de constater que l’énergie de liaison par nucléon présente un maximum au niveau de la masse $A = 60$, pour la triade Fe, Co, Ni. Pour les éléments plus légers ($A < 60$), l’énergie de liaison par nucléons est croissante : elle varie très rapidement pour $A \ll 60$ de 1 à 5 MeV. Ceci peut être compris en considérant que dans un noyau contenant peu de nucléons, chaque nucléon interagit avec tous les autres. De sorte que tant que le

¹La vallée de stabilité est l’ensemble des noyaux atomiques stables. La représentation en fonction des numéro atomique et nombre de charge des masses des différents éléments rappelle une vallée dont le centre est constitué des éléments les plus stables.

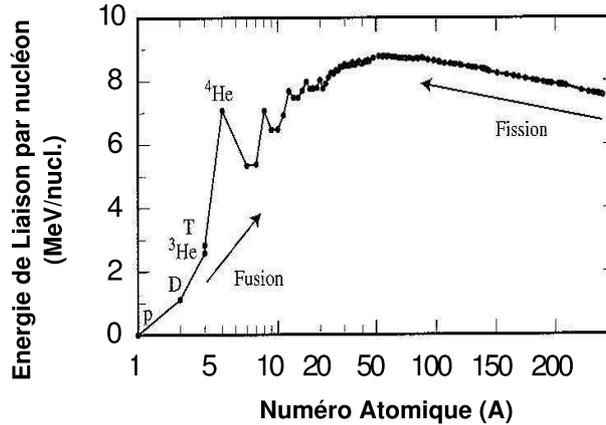


FIG. 1 – Evolution de l'énergie de liaison par nucléon (en MeV par nucléons) en fonction du numéro de masse atomique. L'échelle est logarithmique pour A de 1 à 50 et linéaire après. Tiré de la Réf. [Atzeni 04].

nombre de nucléons A reste petit, la force d'interaction, et donc l'énergie de liaison par nucléon, va grandir avec le nombre de nucléons dans le noyau. Au contraire, pour des noyaux lourds ($A > 60$), l'énergie de liaison diminue quand la masse augmente : les forces nucléaires à courte portée ont de plus en plus de mal à compenser les forces coulombiennes à longue portée. L'attraction entre nucléons, et donc l'énergie de liaison par nucléon, diminuent. Nous comprenons alors pourquoi les réactions de fusion et de fission sont exoénergétiques. L'énergie nucléaire correspond à l'énergie dégagée 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. La fission nucléaire est un processus bien maîtrisé qui est mis en oeuvre dans les réacteurs nucléaires actuels pour la production d'électricité. C'est un processus relativement aisé à obtenir dans le sens où il ne nécessite pas d'important apport extérieur en énergie, les noyaux lourds ayant une prédisposition naturelle à fissionner.

Au contraire, réaliser un processus de fusion de deux noyaux requiert un apport extérieur d'énergie pour vaincre la barrière coulombienne qui existe entre les deux noyaux avant que les forces nucléaires attractives ne l'emportent. Pour cela, les noyaux doivent avoir une énergie cinétique suffisante. 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. Pratiquement, il faut donc chauffer le combustible jusqu'à des températures de quelques dizaines de keV, soit quelques centaines de millions de degrés².

²Une énergie de un électron-volt est équivalente à une température de 1.1604×10^4 K.

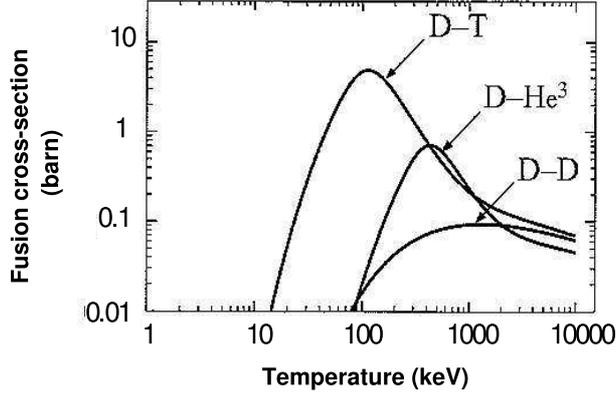
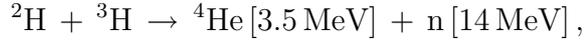


FIG. 2 – Evolution de la section efficace de différentes réactions de fusion. Tiré de la Réf. [Freidberg 07].

La probabilité d’observer une réaction de fusion à une température³ donnée est quantifiée par la section efficace de fusion. La Fig. 2 présente l’évolution de la section efficace de différentes réactions de fusion avec l’énergie des particules prenant part à ces réactions. La réaction de fusion d’un Deutérium (^2H) avec un Tritium (^3H) :



est celle qui présente la section efficace la plus élevée aux températures les plus basses. C’est donc la réaction la plus facile à réaliser et celle qui va être préférentiellement réalisée dans les premières expériences de fusion.

Bien sûr, pour que la fusion soit intéressante d’un point de vue énergétique, une fraction non négligeable du combustible doit être brûlée. Typiquement, l’obtention d’une fraction brûlée de l’ordre du tiers est recherchée. Pour cela, il est nécessaire de confiner pendant un certain temps une quantité suffisante de noyaux à une densité donnée. Il en découle un critère sur le produit de la densité de noyaux, N , par le temps de confinement T_{conf} . Il s’agit du critère de Lawson [Lawson 55, Schurtz 05] :

$$N T_{conf} \geq \langle \sigma v \rangle^{-1} , \quad (1)$$

où $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction. Pour un mélange de deutérium-tritium (DT) porté à une température de 40 keV, $\langle \sigma v \rangle$ est proche de $10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Le critère de Lawson se met alors sous la forme :

$$N T_{conf} \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s} . \quad (2)$$

³Il est intéressant de noter ici un abus de langage courant en physique des plasmas, qui consiste à assimiler énergie et température. On travaillera souvent dans la suite avec des températures mesurées en keV. Ces températures sont en fait des énergies, la constante de Boltzmann ayant tout simplement été omise.

Pour vérifier ce critère, deux approches sont possibles. Si le mélange de DT peut être confiné pendant un temps suffisamment long, typiquement quelques secondes, la densité nécessaire pour vérifier le critère de Lawson est faible, de l'ordre de quelques 10^{15} cm^{-3} . C'est l'option retenue par la fusion par confinement magnétique⁴. Au contraire, si le temps sur lequel le combustible peut être confiné est très court, de l'ordre de la dizaine de picoseconde, le mélange de DT doit être comprimé à de très hautes densités, de l'ordre de 10^{26} cm^{-3} , soit mille fois environ la densité du solide. C'est le pari relevé par la fusion par confinement inertiel [Atzeni 04]. Dans ce scénario, le combustible thermonucléaire est enfermé dans une capsule. Un vecteur d'énergie, ou driver, est utilisé pour attaquer cette capsule, la mettre en vitesse : la faire imploser. L'effondrement qui suit permet d'atteindre les très hautes densités et températures nécessaires à l'ignition de la réaction thermonucléaire. Une fois cette réaction amorcée, une onde de combustion thermonucléaire se propage brûlant la quantité de matière fusible requise.

La fusion inertielle par laser

La fusion d'éléments légers libère une énergie d'autant plus importante que la masse de combustible brûlée est grande. Dans les étoiles, une quantité importante de combustible est soumise aux conditions de fusion sous l'effet de la force de gravité. La réalisation en laboratoire de réaction de fusion fait appel à des quantités très faibles de matériau fusible de sorte que l'énergie dégagée n'endommage pas le réacteur. Dans la Réf. [Schurtz 05], l'auteur établit l'énergie du driver nécessaire pour porter 1 mg de DT aux conditions permettant l'ignition et ainsi produire 1 GJ d'énergie. L'énergie du driver est de l'ordre de 1.6 MJ. Si l'on considère que la capsule contenant le combustible est une sphère de 1 mm de rayon et que les 1.6 MJ d'énergie du driver sont délivrés uniformément à la surface de cette sphère pendant un temps de 10 ns, l'intensité correspondante est de $1.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ et une puissance de 100 TW. Différents drivers tels les faisceaux d'ions ou les faisceaux laser permettent aujourd'hui d'atteindre de tels régimes [Atzeni 04].

Aujourd'hui, seuls les laser permettent de dégager une puissance suffisante et constituent ainsi le vecteur d'énergie le plus accessible. En France et aux États-Unis, deux installations laser permettant d'explorer ces régimes sont en cours de construction. Le Laser MégaJoule (LMJ) est en construction au CEA/CESTA sur la commune de Le Barp, près de Bordeaux. Aux États-Unis, le National Ignition Facility (NIF) est lui presque achevé au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), près de San

⁴Se référer par exemple au site internet <http://www.iter.org> pour le projet ITER ou aux Réfs. [Teller 81, Freidberg 07].

Francisco. Ces deux grandes installations⁵ devraient permettre l'ignition d'un micro-ballon contenant environ 1 mg de DT à l'horizon 2010-2014.

Différents scénarii concernant la compression des cibles et l'allumage des réactions nucléaires sont apparus au cours des dernières décennies. Nous allons en présenter trois principaux : l'attaque directe, l'attaque indirecte et enfin, le schéma dit d'allumage rapide.

L'attaque directe

C'est le scénario le plus simple à comprendre même s'il n'est pas le plus facile à réaliser. Les faisceaux lasers sont focalisés directement sur la cible sphérique contenant le mélange de combustible nucléaire de façon à ce que l'irradiation laser soit la plus uniforme possible. Les couches externes sont ionisées et chauffées par le laser puis se détendent. Par conservation de la quantité de mouvement, la partie interne de la coquille du 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 dans l'éclairement laser. Chaque défaut crée en effet une inhomogénéité dans la pression exercée sur la coquille et ensemence des défauts qui vont croître lors de la mise en vitesse sous l'effet d'instabilités hydrodynamiques⁶. Un scénario réputé pour être plus robuste du point de vue de ces problèmes est maintenant présenté.

L'attaque indirecte

Afin de pallier au problème de l'uniformité de l'éclairement laser sur le micro-ballon, le schéma dit d'attaque indirecte a été développé [Lindl 95]. Il consiste à enfermer la capsule contenant le mélange fusible dans une cellule d'or appelé *hohlraum*. 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.

⁵Pour plus de renseignement sur ces deux installations, les sites internet du NIF (www.llnl.gov/nif) et du LMJ (www-lmj.cea.fr) sont des sources intéressantes.

⁶Au cours de cette thèse, nous nous sommes fortement intéressés aux applications éventuelles des effets étudiés pour la réduction de ce phénomène appelé imprint. Nous présentons dans ce manuscrit quelques uns de ces moyens.

Afin d'éviter que le plasma d'or, en se détendant, ne vienne boucher les fenêtres de la capsule et empêche ainsi le passage des faisceaux laser, le *hohlraum* est rempli d'un gaz ou d'une mousse peu denses 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. On comprend alors l'intérêt fondamental de la 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 Laser Méga-Joule ou NIF.

L'allumeur rapide

Au milieu des années '90, Tabak *et al.* [Tabak 94] ont proposé un schéma dit d'allumage rapide consistant à séparer la phase de compression de la capsule de la phase d'allumage des réactions thermonucléaires. La capsule est dans un premier temps comprimée comme en attaque directe ou indirecte jusqu'à la formation d'une sphère très dense. Cette masse de combustible n'est pas forcément portée dans des conditions permettant l'allumage des réactions de fusion. L'énergie manquant pour cette allumage est amenée, au moment de la stagnation (moment où la coquille est au maximum de sa compression) par un driver extérieur. Dans le schéma original, un faisceau laser à très haute puissance (un faisceau peta-watt) permet la création d'un canal dans le plasma de la coquille. Un second faisceau est focalisé dans ce canal et transmet son énergie aux électrons du plasma. Ces électrons transmettent à leur tour leur énergie au point chaud permettant l'allumage de la réaction thermonucléaire. Ce schéma a suscité un fort engouement de la part de la communauté de la fusion inertielle car il permet de relâcher les contraintes sur la phase critique de compression du microballon. De nombreux schémas pour l'allumage rapide ont été depuis proposés. Certains recourent à l'utilisation d'un cône d'or afin de permettre au faisceau petawatt d'accéder directement au point chaud [Kodama 04], d'autres font appelés à des faisceaux d'ions pour initier la réaction de fusion [Roth 01, Temporal 06].

L'interaction laser-plasma pour la FCI

Lorsque les lasers sont focalisés sur la cible, et ce quelque soit le schéma d'attaque retenu, les fluences sont telles que la cible est partiellement transformée en plasma. Dans le cas de l'attaque directe, ceux sont les couches externes de la coquille du microballon qui sont ionisées, chauffées et qui se détendent. Le laser pénètre alors dans

un plasma de densité croissante⁷. Dans le cas de l'attaque indirecte de la cible, le laser va rencontrer différents types de plasmas. Tout d'abord, il traverse un plasma créé à partir des fenêtres qui bouchent la cavité [Riazuelo 05], 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 prochain chapitre, le plasma est le siège de nombreuses ondes électromagnétiques et électrostatiques. Il y a bien sûr l'onde laser, mais aussi les modes propres du plasma, avec entre autre des ondes acoustiques et des ondes plasmas. Il existe au delà de ces modes une zoologie très variée d'ondes. Ces ondes vont se coupler de manière non linéaire. On parle alors, par analogie à la mécanique⁸, 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 de ses instabilités qui sont les plus rencontrées et parmi les plus dangereuses pour la fusion inertielle par laser.

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 prochain chapitre. L'idée est qu'une onde incidente, appelée aussi onde de pompe ou onde primaire, se couple à une onde de plus basse fréquence (il peut s'agir initialement d'un bruit). Ce couplage produit une onde diffusée. Il peut entraîner une croissance importante des ondes filles et, par conservation de l'énergie, une déplétion de l'onde de pompe. Ces instabilités sont classées selon la nature des ondes mises en jeu. Nous nous intéressons ici aux deux plus répandues, les diffusions Brillouin et Raman stimulées.

La diffusion Brillouin stimulée résulte du couplage, via l'onde laser incidente (\mathbf{k}_0, ω_0), d'une onde acoustique ionique (\mathbf{k}_a, ω_a) avec une onde électromagnétique diffusée (\mathbf{k}_B, ω_B). Les conditions de couplages résonnant sont présentées Fig. 3a. Cette instabilité peut se développer dans tout le plasma sous-dense. Elle croît sur des temps de quelques picosecondes et sur des longueurs de quelques dizaines de microns. Elle est particulièrement sensible à l'amortissement des ondes acoustiques, au gradient de température

⁷Lorsque la densité électronique atteint une certaine valeur $n_c = \epsilon_0 \omega_0^2 m_e / e^2$, appelée densité critique, la fréquence plasma électronique $\omega_{pe} = (e^2 n_0 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ égale la fréquence ω_0 du laser incident. Le nombre d'onde du laser dans le plasma $k_0 = (1 - \omega_{pe}^2 / \omega_0^2)^{1/2} \omega_0 / c$ s'annule : le laser est réfléchi. Le laser ne pénètre pas le plasma sur-critique où $n_e > n_c$.

⁸La Réf. [Dautray 94] discute des instabilités paramétriques en mécanique et de leur description par l'équation de Mathieu.

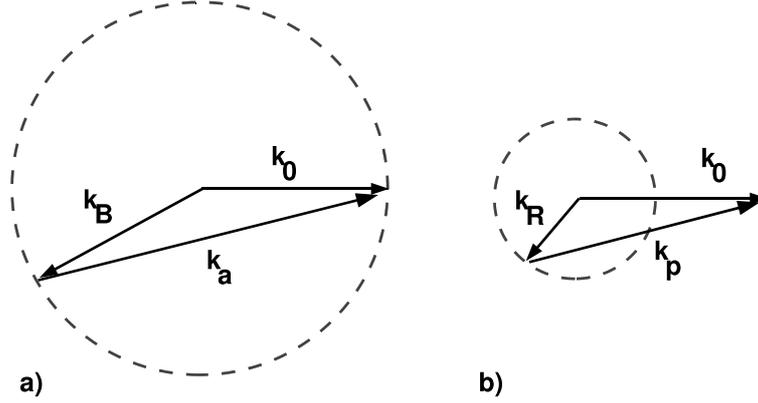


FIG. 3 – Représentation du couplage résonnant à trois ondes. a) Cas de la diffusion Brillouin stimulée. La pulsation de l’onde acoustique est $\omega_a \ll \omega_0 \simeq \omega_B$, ce qui fixe le nombre d’onde de l’onde électromagnétique diffusée, représenté par le cercle pointillé. b) Cas de la diffusion Raman. La fréquence de l’onde rétro-diffusée est donnée $\omega_R = \omega_0 - \omega_p$ et fixe le nombre d’onde de l’onde électromagnétique diffusée (rayon du cercle pointillé).

qui influe sur la célérité des ondes acoustiques ou encore à une vitesse de dérive qui pourrait évacuer les ondes acoustiques mises en jeu. L’onde diffusée peut avoir une direction quelconque. Cependant, le taux croissance est plus élevé en réflexion : on parle alors de rétrodiffusion Brillouin. Cette instabilité peut être particulièrement dangereuse dans le cadre de la FCI car elle entraîne une perte sèche en énergie, la lumière rétrodiffusée ne participant plus à la mise en vitesse de la cible. Ce travail s’intéresse beaucoup à la diffusion Brillouin stimulée vers l’avant qui joue un rôle plus important que ce l’on pourrait imaginer après un simple examen des taux de croissance.

L’instabilité de diffusion Raman stimulée résulte, quant à elle, du couplage, via l’onde laser incidente (\mathbf{k}_0, ω_0) , d’une onde plasma électronique (\mathbf{k}_p, ω_p) avec une onde électromagnétique diffusée (\mathbf{k}_R, ω_R) . Les conditions de couplage résonnant sont présentées Fig. 3b. Notons que, dans le cas présent, la condition de résonance pour les fréquences se met sous la forme $\omega_0 = \omega_R + \omega_p$. Or, la condition d’existence de l’onde rétrodiffusée implique que sa fréquence soit supérieure à la fréquence plasma électronique⁹. Dès lors, la diffusion Raman ne pourra se développer que lorsque $\omega_0 > 2\omega_{pe}$. En prenant $\omega_{pe}^2 = \omega_0^2 n_e/n_c$, il en découle immédiatement 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 microns à la dizaine de microns. Les conditions de résonance sont particulièrement sensibles aux gradients de densité, la

⁹Ce problème ne se pose pas dans le cas de la diffusion Brillouin. En effet l’onde acoustique est très basse fréquence de sorte que $\omega_B \simeq \omega_0$. Ainsi, le seul fait que l’onde de pompe existe dans le milieu implique que l’onde diffusée peut elle aussi s’y développer.

densité intervenant dans la fréquence plasma. L'amortissement des ondes plasmas électroniques influe sur le développement de cette instabilité, de même qu'une éventuelle vitesse de dérive. 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, comme indiqué sur la Fig. 3b, les ondes plasmas 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 microballon nuisant à sa bonne compression¹⁰. C'est donc une instabilité doublement dangereuse, qu'il conviendra de maîtriser au mieux.

Les instabilités d'autofocalisation et de filamentation

L'instabilité d'autofocalisation résulte d'un effet de réfraction non-linéaire du plasma. Trois mécanismes distincts peuvent être à l'origine de cette modification locale de l'indice.

Tout d'abord, 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 au niveau des maxima d'intensité. Dès lors l'indice optique $\eta = (1 - n_e/n_c)^{1/2}$ 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, qui dépend essentiellement des densité et température électroniques.

Les effets thermiques, aussi, peuvent induire l'instabilité d'autofocalisation. Les surintensités dans l'éclairement lasers sont responsables d'un chauffage plus important au niveau des maxima. Les inhomogénéités de température induisent une pression électronique qui agit de manière similaire à la force pondéromotrice en éjectant la matière des zones de surintensité. Le phénomène de lentille non linéaire s'amorce ainsi. Lorsque le phénomène devient instable, on parle ainsi d'autofocalisation thermique.

Dans la suite de ce travail, nous nous intéressons à des régimes où les effets pondéromoteurs et thermiques peuvent être comparables. Ainsi, la distinction entre autofocalisation thermique et pondéromotrice est désuète. Notamment, les effets thermiques

¹⁰La compression d'un fluide chaud est en effet plus difficile à réaliser en raison de la pression élevée.

entraînent une diminution du seuil de l'instabilité, rendant l'autofocalisation encore plus dangereuse.

Le troisième effet qui peut induire une autofocalisation instable du laser est un effet relativiste. Dans les zones de haut flux laser, les électrons qui oscillent dans le champ laser peuvent atteindre des vitesses relativistes. Dans ces régimes, la masse de l'électron augmente. La variation relativiste de la masse de l'électron dans les surintensités a pour effet d'abaisser localement la fréquence plasma électronique. L'indice optique $\eta = (1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2)^{1/2}$ augmente. Le phénomène s'entretient alors de manière similaire à ce qui se passe pour les cas pondéromoteur et thermique. Nous n'étudierons pas plus en détail ce mécanisme qui n'apparaît pas dans les régimes qui nous intéressent.

L'autofocalisation, nous l'avons vu, est souvent initiée par des inhomogénéités dans l'éclairement laser. 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 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. Elles se développent sur des temps de l'ordre de celui mis par l'inhomogénéité pour colapser. Dans le cas des instabilités pondéromotrices et/ou thermiques, 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 transverse 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 microns, jusqu'à des longueurs de l'ordre de la longueur de Rayleigh des points chauds, *i.e.* quelques dizaines à quelques centaines de microns. 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. [Dautray 94].

Les différents mécanismes d'absorption de l'onde laser par le plasma y sont discutés. Pour notre étude, nous limitons cette introduction à l'interaction laser-plasma à ces principaux phénomènes qui influencent la propagation du laser dans la zone où l'absorption collisionnelle est encore faible. Nous allons maintenant discuter d'une des méthodes retenues pour maîtriser la propagation du faisceau dans le plasma.

Le lissage optique des faisceaux lasers

La propagation d'un faisceau laser dans un plasma peut être détériorée par différentes instabilités paramétriques. A cela, il faut ajouter un problème appelé *imprint*, particulièrement dangereux pour l'attaque directe. Les inhomogénéités de l'éclairement laser au niveau de la couche critique donnent lieu à un défaut d'irradiation et donc de pression au niveau de la couche d'ablation. 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 de la réaction de fusion. Or, les faisceaux actuels ne permettent pas d'obtenir une tache focale parfaite. Lors de l'amplification, notamment, des effets de lentille dus au chauffage du milieu amplificateur induisent des défauts dans l'éclairement laser. Ces défauts, en plus d'être néfastes pour les raisons que nous venons d'invoquer, 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 étude plus approfondie et notamment une formulation mathématique de ces techniques est proposée dans le premier chapitre de ce manuscrit.

Le lissage spatial

Le lissage spatial a été introduit au début des années '80 par Y. Kato *et al.* [Kato 84]. 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 phases 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) ou pas de retard (déphasage de 0). Ce type de lame a été utilisé dans les expériences discutées dans la suite de ce mémoire. Il en existe des plus complexes (et plus onéreuses), où le retard varie continument sur toute la lame. On parle alors de *continuous phase plates*

(CPP) ou kineoform phase plates (KPP) [Dixit 94]. C'est le type de lame de phase aléatoire utilisé sur le LMJ.

La tache focale obtenue après focalisation est le résultat de l'interférence entre les figures de diffraction de chaque éléments de la lame de phase. Dans le champ lointain¹¹, l'intensité laser est redistribuée sur une multitude de surintensités appelées points chauds, ou speckles. Ces speckles 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 prochain chapitre.

Il peut paraître étonnant d'appeler lissage une technique qui produit une tache focale inhomogène. L'intérêt est que l'ensemble des défauts dans la phase du laser avant focalisation sont gommées, 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. Les surintensités ont une taille caractéristique bien définie et très petite. Typiquement, les largeurs transverses de ces surintensités sont de quelques microns, alors que leur longueur dans le sens de propagation est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de microns.

Les différents effets participant à cette réduction des instabilités paramétriques sont décrits dans le prochain chapitre.

Le lissage temporel

Une seconde étape peut compléter le lissage du faisceau laser. Le lissage temporel consiste à casser la cohérence temporelle de la lumière laser de sorte que la figure de speckle obtenue après lissage spatial soit instationnaire. Plusieurs figures de speckles indépendantes les unes des autres vont se succéder dans le temps. L'effet est que les speckles se déplacent dans le volume focal avec une fréquence donnée. Le temps de cohérence du speckle, inversement proportionnel à cette fréquence, ainsi que son temps de vie¹² s'en trouvent réduits à typiquement quelques picosecondes.

Différentes techniques permettent d'obtenir cet effet, nous revenons la dessus dans le premier chapitre de ce manuscrit. La Réf. [Videau 98] 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. Dès lors, la distribution d'intensité dans le volume focale devient

¹¹Par convention, nous désignons par champ lointain le champ au meilleur foyer de la lentille de focalisation. Le champ proche se situe donc au niveau de la lentille de focalisation.

¹²Nous revenons sur cette distinction dans les chaps. 1 et 2.

spatialement et temporellement aléatoire. A ce niveau, nous soulignons l'importance de la dispersion spatiale des fréquences temporelles, sans laquelle nous obtiendrions une tache focale clignotant sur place à une fréquence donnée.

Le lissage temporel est intéressant pour plusieurs raisons elles aussi présentées dans le prochain chapitre.

Le lissage induit par plasma

La maîtrise des propriétés de cohérence du laser apparaît nécessaire au contrôle de la propagation des faisceaux lasers dans les plasmas. Dans les années '90, des études sur l'effet du lissage spatial sur différentes instabilités paramétriques ont relevé que les propriétés de cohérence spatiale et temporelle d'un faisceau pouvait être modifiées lors de sa propagation dans un plasma sous dense.

Des expériences mettant en jeu un monospeckle¹³ ont montré que, lors de sa propagation dans un plasma, le faisceau laser pouvait se briser en différents filaments instationnaires. Le terme de lissage de faisceau laser induit par plasma est apparu pour désigner ce phénomène entraîné par des processus de diffusion vers l'avant.

D'autres expériences ont montré une réduction des cohérences spatiale et temporelle d'un faisceau laser spatialement lissé. Lorsque l'intensité laser est suffisante, de nombreux speckles peuvent véhiculer une puissance supérieure à la puissance critique pour l'autofocalisation. Dès lors, ces speckles deviennent instables : ils se brisent en filaments instationnaires. C'est le couplage entre la filamentation et la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant qui est responsable de la perte de cohérence.

A de plus basses intensités, lorsque statistiquement peu de speckles peuvent être instables du point de vue de l'autofocalisation, la perte de cohérence temporelle a aussi été observée. Seules les simulations numériques prenant en compte plusieurs speckles permettent de retrouver cette perte de cohérence. C'est donc un phénomène collectif, mettant en jeu plusieurs speckles, qui doit être à l'origine de cette perte de cohérence. Le travail présenté ici s'intéresse particulièrement à ce régime à basse intensité laser.

Le chapitre 2 de cette thèse est consacré à l'historique de ce phénomène de lissage induit par plasma. Les références les plus marquantes sur le sujet y sont présentées.

¹³Le terme de monospeckle est un abus de langage. Il désigne un faisceau qui, après focalisation, possède une structure spatiale régulière (à la différence des faisceaux RPP).

Objectifs et plan de la thèse

Objectifs

Cette thèse est consacrée à l'étude des modifications des propriétés d'un faisceau laser lors de sa propagation vers l'avant. Nous cherchons à comprendre quels sont les mécanismes responsables de la perte de cohérence d'un faisceau laser dans un plasma sous dense. Pour cela, nous allons négliger les instabilités de rétro-diffusions¹⁴ et nous consacrer à l'étude des phénomènes de diffusion vers l'avant. Nous introduisons notamment un formalisme statistique pour décrire la propagation de laser temporellement et/ou spatialement cohérent. Les modèles que nous mettons en place sont confrontés au code de simulation PARAX, parfaitement adapté à cette étude. La perte de cohérence des faisceaux lasers sous la puissance critique pour l'autofocalisation du speckle, nous l'avons mentionné et nous y revenons au cours de ce manuscrit, est principalement due à des effets multispeckles. Nous serons ainsi amenés à comprendre comment les différents points chauds, trop souvent considérés comme indépendants [Rose 94], peuvent se corrélérer au cours de la propagation. Enfin, ne perdons pas de vue que ce travail se situe dans le contexte de la FCI par laser. Nous discutons donc, tout au long de ce manuscrit, des effets positifs ou négatifs qui peuvent apparaître suite à cette perte de cohérence de la lumière laser.

Nous préciserons ces objectifs dans le Chap. 2 après avoir introduit un historique détaillé des études précédemment menées sur le sujet.

Plan du manuscrit

La première partie de ce manuscrit synthétise les connaissances établies par des travaux antérieurs à ceux réalisés dans cette thèse. Le premier chapitre introduit les notions fondamentales de l'interaction laser-plasma. Les principaux résultats théoriques qui nous seront utiles pour la description de l'incohérence induite y sont discutés. Le second chapitre dresse un état de l'art des connaissances antérieures à cette thèse sur la perte de cohérence des faisceaux lasers dans les plasmas. Nous y affinons les objectifs que nous nous sommes fixés précédemment.

Les autres chapitres de ce manuscrit sont dédiés aux résultats originaux obtenus lors de ce doctorat.

Les chapitres 3 et 4 présentent les modèles théoriques développés pour décrire la modification des propriétés de cohérence des faisceaux lasers. Deux modèles statistiques

¹⁴Vers la fin de cette thèse, la Réf. [Loiseau 06] a montré l'effet que pouvait avoir la rétrodiffusion Brillouin stimulée sur les propriétés de cohérence de la lumière transmise. Cela ne remet certes pas notre étude en cause, mais souligne l'importance d'un nouveau mécanisme dans le lissage induit par plasma.

sont développés. Le premier est basé sur une approximation de diffusion introduite dans les années '60 pour décrire la propagation des ondes radio dans l'atmosphère turbulent. Il permet de rendre compte de la diffusion multiple de l'onde laser sur les fluctuations de la densité électronique qu'elle induit dans le plasma. Un second modèle cherche à caractériser l'évolution spatio-temporelle des moyennes des champs associés aux ondes filles. Il permet la description de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant avec la prise en compte des propriétés de cohérence de la pompe.

Le cinquième chapitre présente les résultats de simulations numériques effectuées avec le code d'interaction 3D PARAX. Les diagnostics développés pour l'étude du lissage induit par plasma sont décrits. Différentes configurations de l'interaction laser-plasma sont étudiées pour mettre en évidence les différents phénomènes entrant en jeu dans le lissage par plasma.

Enfin, un sixième et dernier chapitre présente les résultats d'une expérience réalisée au cours de la troisième année de ce doctorat. Nous y présentons le principe de l'expérience et son dimensionnement. Le dépouillement de l'expérience nous permet de mettre en évidence les différents mécanismes du lissage par plasma.

Enfin, une dernière partie nous permet de conclure sur ce travail, de souligner l'intérêt de nos études pour la maîtrise de la propagation de laser lissés dans les plasmas de FCI et de présenter quelles perspectives s'ouvrent alors.

Chapitre 1

Outils théoriques et numériques pour la description de l'interaction laser-plasma

Sommaire

1.1	Modélisation du plasma : de la description cinétique à la description ondulatoire	23
1.1.1	Les équations cinétiques	23
1.1.2	La description hydrodynamique du plasma	26
1.1.3	La description ondulatoire du plasma	31
1.2	Les équations de Maxwell pour l'évolution du champ haute fréquence	36
1.2.1	Les équations de Maxwell	36
1.2.2	Equation d'onde pour le rayonnement laser	38
1.3	Approximations d'enveloppe et équation paraxiale	38
1.4	Lissage optique : intérêt et formalisation	41
1.4.1	Le lissage spatial	44
1.4.2	Le lissage temporel	52
1.5	Couplage d'ondes et instabilités paramétriques	56
1.5.1	Mise en équation	56
1.5.2	Instabilité de diffusion Brillouin vers l'avant	58
1.5.3	Instabilité de filamentation	61
1.6	Moyens numériques pour la description de l'interaction laser-plasma : le code d'interaction PARAX	63
1.6.1	Description du champ électrique du laser	63
1.6.2	Description de la réponse basse fréquence du plasma	65

1.6.3	Le code d'interaction PARAX	66
1.7	Conclusions	69

Ce chapitre présente les bases théoriques nécessaires au développement d’une description de l’interaction laser-plasma. Nous y présentons en premier lieu les différents niveaux de modélisation du plasma. Nous établissons les équations que vérifient les ondes électromagnétiques dans le plasma. Nous montrons comment le couplage des différentes ondes dans le plasma peut donner lieu à des instabilités néfastes à la FCI. Nous introduisons le concept de lissage optique et le formalisons à l’aide d’une description statistique avant de discuter son efficacité dans la réduction de certaines instabilités. Nous terminons ce chapitre par la présentation des équations qui sont à la base de notre travail sur l’interaction laser-plasma, et qui sont traitées dans le code d’interaction PARAX, notre principal outil numérique.

1.1 Modélisation du plasma : de la description cinétique à la description ondulatoire

1.1.1 Les équations cinétiques

La description la plus complète d’un système de N particules consiste à connaître la probabilité de trouver, à tout instant t , la position \mathbf{r}_i et la vitesse \mathbf{v}_i de toute particule $i \in \{1, 2, \dots, N\}$. Ces informations sont contenues dans la fonction de distribution à N particules $f_N(t, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{v}_N)$. Pour connaître l’évolution temporelle de cette fonction, il faudrait résoudre la dynamique des N particules. Ceci n’est pas possible dans la pratique. De plus, c’est parfaitement inutile puisqu’il resterait alors le problème d’extraire les quantités physiques observables de cette fonction de distribution à N particules.

Nous nous contentons donc d’une description semi-microscopique basée sur l’étude d’un système fictif à 1 particule. Nous nous intéressons à l’évolution au cours du temps de la fonction de distribution à 1 particule $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$. Plus précisément, cette description cinétique, s’intéresse à un système à N particules quasi-indépendantes. La fonction de distribution à N particules se réduit alors au produit des N fonctions de distribution à 1 particule¹. Ainsi, en négligeant les collisions entre particules, l’évolution de la fonction de 1 particule de masse m soumise à un champ de force \mathbf{F} est régie par l’équation de Liouville :

$$\frac{d}{dt} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0, \quad (1.1)$$

¹Ceci traduit juste mathématiquement que les N particules sont indépendantes.

Cette équation traduit la conservation du nombre de particules dans l'espace des phases. En exprimant la dérivée particulaire² sous sa forme eulérienne, il vient³ :

$$\left(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \partial_{\mathbf{v}} \right) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0. \quad (1.2)$$

Lorsque l'on s'intéresse à un ensemble de particules chargées, comme c'est le cas dans un plasma, les particules ne sont jamais parfaitement indépendantes. La force \mathbf{F} rend compte des forces macroscopiques extérieures comme des corrélations entre particules. Pour la description d'un plasma, la force qui nous intéresse est la force de Laplace $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ où q est la charge des particules et \mathbf{E} et \mathbf{B} sont les champs électriques et magnétiques générés par les courants et charges au sein du plasma. Nous verrons dans la prochaine section de ce chapitre que ces champs obéissent aux équations de Maxwell.

L'effet éventuel des fluctuations microscopiques (des collisions) peut être pris en compte sous la forme de termes supplémentaires qui apparaissent dans le membre de droite de l'Eq. (1.2), menant à :

$$\left(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \partial_{\mathbf{v}} \right) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = C[f], \quad (1.3)$$

où $C[f]$ est appelé intégrale de collisions.

Dans le cas plus général où les particules sont de différentes espèces, une fonction de distribution f_α est associée à chaque espèce. Celle-ci obéit à une équation du type :

$$\left(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{F}_\alpha \cdot \partial_{\mathbf{v}} \right) f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \sum_{\alpha'} C_{\alpha-\alpha'}[f_\alpha], \quad (1.4)$$

où \mathbf{F}_α est la force agissant sur les particules de l'espèce α de masse m_α et de charge q_α . Le membre de droite rend compte des collisions entre les particules de l'espèce α et les particules de l'espèce α' , le cas $\alpha' = \alpha$ rendant compte des collisions entre particules d'une même espèce.

La fonction de distribution f_α contient toutes les informations physiquement pertinentes sur l'espèce α . Ces informations sont obtenues en prenant les moments successifs de la fonction de distribution. La densité des particules de l'espèce α s'écrit :

$$n_\alpha(t, \mathbf{r}) = \int d\mathbf{v} f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad (1.5)$$

la densité totale de charge électrique dans le milieu en découle :

$$\rho(t, \mathbf{r}) = \sum_{\alpha} q_\alpha n_\alpha(t, \mathbf{r}), \quad (1.6)$$

²Dans le sens où l'on suit la particule dans l'espace des phases

³L'opérateur $\partial_t = \frac{\partial}{\partial t}$. Les gradients ∇ et $\partial_{\mathbf{v}}$ dénotent respectivement les opérateurs $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ et $\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}$.

La vitesse moyenne des particules de l'espèce α , $\mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r})$, est le premier moment de la fonction de distribution. Elle est définie par :

$$\mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r}) = n_\alpha^{-1}(t, \mathbf{r}) \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad (1.7)$$

la densité totale de courant en découle :

$$\mathbf{J}(t, \mathbf{r}) = \sum_\alpha \mathbf{j}_\alpha(t, \mathbf{r}) = \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha(t, \mathbf{r}) \mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r}). \quad (1.8)$$

Le second moment de la fonction de distribution est le tenseur de pression :

$$\Pi_\alpha(t, \mathbf{r}) = m_\alpha \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}). \quad (1.9)$$

Un changement de repère autour de la vitesse moyenne $\mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r})$ permet de décomposer le tenseur de pression en la somme de deux composantes. Le tenseur de pression dynamique rend compte de la pression du fluide due à son entraînement à la vitesse moyenne $\mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r})$:

$$\mathbf{D}_\alpha(t, \mathbf{r}) = m_\alpha n_\alpha(t, \mathbf{r}) \mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r}) \otimes \mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r}). \quad (1.10)$$

La seconde composante décrit la pression due à l'agitation des particules autour de leur vitesse moyenne. C'est le tenseur de pression thermodynamique :

$$\mathbf{P}_\alpha(t, \mathbf{r}) = m_\alpha \int d\mathbf{v} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_\alpha) \otimes (\mathbf{v} - \mathbf{v}_\alpha) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}). \quad (1.11)$$

L'énergie interne de l'espèce α est définie à partir de la trace du tenseur de pression thermodynamique :

$$U_\alpha(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2n_\alpha} \text{tr} \mathbf{P}_\alpha(t, \mathbf{r}), \quad (1.12)$$

ceci constitue une équation d'état. Dans le cas d'une fonction de distribution isotrope dans le repère du centre de masse, le tenseur de pression thermodynamique se réduit à $\mathbf{P}_\alpha(t, \mathbf{r}) = P_\alpha \mathbf{1}$, où $P_\alpha(t, \mathbf{r}) = 2n_\alpha U_\alpha(t, \mathbf{r})/D$ est la pression scalaire, où D est le nombre de dimensions d'espaces considérées. Cette dernière expression n'est rien d'autre que l'équation d'état du gaz parfait. Nous l'utiliserons dans la suite pour la description des ions et des électrons du plasma.

Enfin, le flux de chaleur de l'espèce α est introduit comme le troisième moment de la fonction de distribution :

$$\mathbf{q}_\alpha(t, \mathbf{r}) = \frac{m_\alpha}{2} \int d\mathbf{v} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r}))^2 (\mathbf{v} - \mathbf{v}_\alpha(t, \mathbf{r})) f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}). \quad (1.13)$$

La description cinétique est, en pratique, le modèle le plus complet pour la description d'un plasma. Cependant, les moyens numériques actuels ne permettent que la description de petits volumes de plasma. Pour traiter de plus grands volumes, il est nécessaire de faire appel à une modélisation réduite : la description hydrodynamique.

1.1.2 La description hydrodynamique du plasma

La description hydrodynamique du plasma repose sur l'hypothèse que les fonctions de distribution des particules sont proches de fonctions maxwelliennes⁴. Dès lors, l'état de chaque espèce dans le plasma se caractérise par ses variables hydrodynamiques telles que sa densité, sa vitesse moyenne, sa température⁵.

Les équations hydrodynamiques ou équations fluides

Les équations hydrodynamiques sont établies en calculant les moments successifs des équations cinétiques. Nous prenons comme équation de départ l'équation de Vlasov (1.2). En intégrant cette équation sur les vitesses, et en introduisant la définition de la densité de l'espèce α établie plus haut, il vient :

$$\partial_t n_\alpha + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0. \quad (1.14)$$

Cette équation traduit la conservation de la quantité de particules.

L'équation de continuité ci-dessus fait apparaître la vitesse. Une seconde équation donnant cette vitesse doit être établie. Elle est obtenue à partir du moment d'ordre 1 de l'Eq. (1.2), *i.e.* en la multipliant par $m_\alpha \mathbf{v}$ et en intégrant sur les vitesses :

$$m_\alpha \partial_t (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) + \nabla \cdot \Pi_\alpha = q_\alpha n_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}), \quad (1.15)$$

où $\nabla \cdot \Pi_\alpha$ est la divergence du tenseur de pression totale appliquée à l'espèce α . Dans le cas d'un plasma isotrope, l'équation précédente se simplifie :

$$n_\alpha m_\alpha (\partial_t + \mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{v}_\alpha = n_\alpha q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - \nabla P_\alpha. \quad (1.16)$$

Cette équation, qui traduit la conservation de la quantité de mouvement, n'est autre que le principe fondamental de la dynamique dans sa formulation Lagrangienne, avec comme forces appliquées à l'espèce α , la force de Laplace et la force due à la pression thermique.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement fait apparaître le tenseur de pression, moment d'ordre deux en vitesse. Pour le connaître, il est nécessaire d'établir une équation à partir du second moment de l'équation cinétique, *i.e.* que nous multiplions l'Eq. (1.2) par $(m_\alpha/2)\mathbf{v} \otimes \mathbf{v}$, puis intégrons sur les vitesses. Dans le cas général, le produit tensoriel $\mathbf{v} \otimes \mathbf{v}$ est symétrique et contient donc six composantes indépendantes. Une équation est établie pour chacune de ces composantes. Nous obtenons

⁴Cette hypothèse n'est pas toujours correcte. Cependant, elle est justifiée pour des plasmas peu ou fortement collisionnels.

⁵Nous présentons ici une dérivation des équations hydrodynamiques à partir des équations cinétiques. Ces équations peuvent toutefois être établies à partir de considérations phénoménologiques.

alors un modèle à dix équations⁶, appelé modèle au dix moments. Pour ce qui nous concerne, nous supposons que la fonction de distribution est proche d'une fonction isotrope. Cela permet de réduire le tenseur de pression de sorte qu'une seule équation sur la pression scalaire est nécessaire. La pression scalaire et l'énergie interne étant liées par l'équation d'état, la troisième équation hydrodynamique est souvent écrite pour l'énergie interne. En considérant les différentes espèces α du plasma comme des gaz parfaits, il vient :

$$n_\alpha (\partial_t + \mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla) U_\alpha = -P_\alpha \nabla \cdot \mathbf{v}_\alpha - \nabla \cdot \mathbf{q}_\alpha + S_\alpha. \quad (1.17)$$

Cette troisième équation hydrodynamique traduit la conservation de l'énergie. Le premier terme dans le membre de droite rend compte du travail des forces de pression et de la variation de l'énergie interne avec la contraction/la dilatation du système étudié. Le second terme rend compte de l'effet de dissipation de la chaleur par le plus de chaleur \mathbf{q}_α . Le dernier terme contient quant à lui toutes les sources d'énergie externe. Dans le cas d'un plasma soumis à un rayonnement laser intense, le fluide d'électrons est chauffé par l'absorption par Bremsstrahlung inverse du rayonnement laser, l'apport d'énergie interne s'écrit alors $S_{\alpha=e} = \nu_{ei} (n_e I)/(cn_c)$. En définissant la température de l'espèce α comme $T_\alpha = 2U_\alpha/D$, l'Eq. (1.17) se met sous la forme :

$$(\partial_t + (\mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla)) T_\alpha = -\frac{2}{D} T_\alpha \nabla \cdot \mathbf{v}_\alpha - \frac{2}{D n_\alpha} \nabla \cdot \mathbf{q}_\alpha + \frac{2 S_\alpha}{D n_\alpha} \quad (1.18)$$

où \mathbf{q}_α est le flux de chaleur, défini à partir du moment d'ordre trois de la fonction de distribution, où nous rappelons que D est le nombre de dimensions spatiales considérées.

La fermeture des équations hydrodynamiques et le problème de la détermination du flux de chaleur

Chaque équation établie précédemment fait intervenir le moment d'ordre supérieur. L'équation de conservation de la quantité de matière fait intervenir la vitesse moyenne de l'espèce α , l'équation de conservation de la quantité de mouvement fait intervenir l'énergie. Enfin, l'équation sur l'énergie fait intervenir le flux de chaleur. On se retrouve ainsi avec une hiérarchie infinie d'équations qu'il va falloir "couper". Pour cela, il faut écrire le moment d'ordre le plus haut en fonction des moments d'ordre plus bas. Ceci constitue le problème de la fermeture des équations hydrodynamiques. Le plus souvent,

⁶Une équation pour la densité, trois équations pour l'impulsion et six équations pour l'énergie.

les trois premières équations sont suffisantes. La fermeture porte alors sur l'écriture du flux de chaleur.

Hypothèse de gaz isotherme et hypothèse d'adiabaticité

Considérer le gaz comme un gaz parfait isotherme est une possibilité pour la fermeture. Cette situation correspond au cas où les dimensions du plasma sont inférieures au libre parcours moyen des électrons λ_{ei} . L'hypothèse est aussi justifiée dans les cas où la température électronique est équilibrée par le transfert de rayonnement. Dès lors, l'Eq. (1.18) sur la température est inutile, $T_\alpha = cste$, et la pression scalaire se met sous la forme $P_\alpha = n_\alpha T_\alpha$.

Une autre hypothèse permettant la fermeture est l'hypothèse d'adiabaticité⁷ qui considère que les flux et sources de chaleur sont nuls. Cette hypothèse, qui considère donc le système comme isolé du point de vue de l'énergie, permet de décrire le comportement des électrons dans les ondes plasmas électroniques ou des ions dans les ondes acoustiques ioniques. L'Eq. (1.18) traduit alors l'équilibre entre température et travail des forces de pression :

$$\frac{D}{2} \frac{d}{dt} T_\alpha + T_\alpha \nabla \cdot \mathbf{v}_\alpha = 0. \quad (1.19)$$

En utilisant l'Eq. (1.14) de continuité, il vient que $T_\alpha^{D/2} = cste n_\alpha$. En considérant que l'espèce α suit une loi d'état de gaz parfait $P_\alpha = n_\alpha T_\alpha$, nous trouvons que la pression scalaire peut s'exprimer sous la forme $P_\alpha = cste n_\alpha^{\gamma_\alpha}$, où $\gamma_\alpha = 1 + 2/D$ est l'indice polytropique ou coefficient d'adiabate.

Hypothèses de fermeture locale

Supposons le plasma isotrope, la conductivité thermique dans l'Eq. (1.18) est scalaire et le flux de chaleur suit alors le gradient de température. Si le libre parcours moyen de collision électron-ion est bien plus court que le gradient de température, alors le flux de chaleur est local : c'est le flux de chaleur de Spitzer-Härm [Spitzer 53]. Il prend la forme de la loi de Fourier :

$$\mathbf{q}_\alpha = -\kappa_\alpha \nabla T_\alpha. \quad (1.20)$$

Cette expression du flux de chaleur faisant intervenir le gradient de température de l'espèce α permet de fermer le système des équations hydrodynamiques. La quantité κ_α est la conductivité thermique de l'espèce α . Dans le cas d'un plasma par exemple, la conductivité thermique de Spitzer-Härm des électrons prend la forme $\kappa_{SH} = g(Z) n_e v_{Te} \lambda_{ei}$, où $g(Z) = (3.26 + 13.6 Z)/(4.2 + Z)$ et $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ est la vitesse thermique des électrons.

⁷L'hypothèse de gaz parfait est toujours là, et se traduit par l'équation d'état $P_\alpha = n_\alpha T_\alpha$

L'hypothèse d'un flux de chaleur isotrope n'est valable qu'en l'absence de champ magnétique. En effet, les champs magnétiques ont pour effet de modifier le mouvement des électrons dans la direction qui leur est perpendiculaire, en induisant un mouvement giratoire autour des lignes du champ magnétique. Dans le cas simple où le gradient de température et le champ magnétique sont orthogonaux, et lorsque la fréquence de Larmor $\omega_L = e|\mathbf{B}|/(cm_e)$ n'est pas négligeable devant la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} , typiquement à partir de $\omega_L/\nu_{ei} \simeq 0.1$, le flux de chaleur dans la direction du gradient de température est réduit alors qu'il apparaît un flux de chaleur dans la direction orthogonale à \mathbf{B} et ∇T_e . La description de ce phénomène a été proposée par Braginskii [Braginskii 65].

Transport non local de la chaleur

Les flux de chaleur décrits par Spitzer-Härm et Braginskii reposent sur une fermeture locale des équations hydrodynamiques dans le sens où le flux de chaleur associé à l'espèce α dépend uniquement des propriétés locales du milieu. Dans le cadre de la physique des plasmas, cette hypothèse est mise à mal pour le transport de la chaleur électronique lorsque le libre parcours moyen électron-ion devient supérieur à quelques centièmes de la longueur caractéristique du gradient de température. En effet, lorsque les gradients de température se raidissent, les flux de chaleurs classiques deviennent arbitrairement élevés. Ils peuvent alors dépasser le flux limite, aussi appelé flux *free streaming*, qui correspond à la limite non collisionnelle pour laquelle tous les électrons se déplacent dans la même direction à la vitesse thermique : $|\mathbf{q}_{FS}| \simeq 0.11 n_e T_e v_{Te}$ [Bychenkov 94]. Bien évidemment, des flux plus larges que cette limite n'ont pas de signification physique. Pour éviter ce problème, les modélisations hydrodynamiques font le plus souvent appel à une limitation du flux de chaleur qui s'écrit alors sous la forme $\mathbf{q}_L = \min(\mathbf{q}_{SH}, f \mathbf{q}_{FS})$, où $f \in]0, 1]$ est appelé limiteur de flux. Ce limiteur de flux est un coefficient empirique dont la valeur, usuellement comprise entre quelques 10^{-2} et 0.7, est ajustée pour rendre compte au mieux des résultats expérimentaux.

Il n'est bien sûr pas satisfaisant de s'arrêter à cette méthode pour la description du transport de la chaleur. Au début des années 80', des simulations cinétiques sont réalisées pour comprendre les phénomènes mis en jeu dans le transport de la chaleur en présence de gradients de température raides [Bell 81]. Ces simulations mettent en évidence deux phénomènes. D'une part, le flux de chaleur au niveau de la zone chaude est réduit dans des proportions d'autant plus grandes que le gradient de température est raide. D'autre part, les électrons les plus énergétiques de la zone à haute température ont un libre parcours moyen grand devant le gradient de température, ils participent au pré-chauffage de la zone froide. Dans cette zone, le flux de chaleur s'en

trouve augmenté⁸. Les auteurs soulignent alors le caractère non local du transport de la chaleur en présence de forts gradients de température⁹ : “[...] *in the presence of steep temperature gradients, the heat flow at any one point is not simply a function of the local state but is determined by the velocity distribution over a region which is a few mean free paths thick*”.

Le caractère non local du transport de la chaleur amène les auteurs de la Réf. [Luciani 83] à formuler une relation intégrale entre le flux de chaleur et le gradient de température :

$$\mathbf{q}_{LM}(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' \mathbf{q}_{SH}(\mathbf{r}') W(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (1.21)$$

où le noyau de délocalisation $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est une fonction de la densité électronique et du libre parcours de collision électron-ion, ajustée de sorte à rendre compte de simulations Fokker-Planck et du caractère délocalisé du flux de chaleur. Une telle formulation permet de rendre compte des effets de préchauffage de la zone au pied de l’onde thermique et de la réduction du flux de chaleur directement dans les simulations hydrodynamiques. Depuis, elle a été affinée dans de nombreuses contributions [Epperlein 90, Schurtz 00].

Les études présentées ci-avant permettent de rendre compte du transport de la chaleur dans des conditions fortement collisionnelles (limite classique pour le transport de la chaleur) jusqu’aux cas semi-collisionnels pour lesquels la longueur de gradient de température est du même ordre, où légèrement supérieur à λ_{ei} . Les références [Bychenkov 94, Bychenkov 95] proposent un modèle de transport non local valable pour toute la gamme de collisionnalité. Les développements sont faits dans l’espace de Fourier pour les coordonnées spatiales. Le passage dans l’espace de Fourier apparaît de façon assez naturelle pour simplifier l’intégrale de convolution (1.21) sous la forme d’un produit. La plupart des modèles non locaux [Bell 81, Epperlein 90, Schurtz 00] montrent ainsi, dans l’espace de Fourier pour la composante transverse, que la conductivité thermique est réduite d’un facteur $\kappa_e/\kappa_{SH} = 1/(1 + \alpha(k \lambda_{ei})^\beta)$, où les paramètres α et β dépendent du modèle de noyau de délocalisation. Dans les Réfs. [Bychenkov 94, Bychenkov 95], les auteurs montrent que la conductivité thermique peut s’écrire sous la forme d’une moyenne harmonique entre les limites semi-collisionnelle et non collisionnelle :

$$\kappa_e = \left(\frac{1}{\kappa_c} + \frac{1}{\kappa_{nc}} \right)^{-1}, \quad (1.22)$$

⁸Ce préchauffage ne peut être reproduit par le modèle de Spitzer-Härm, même avec limiteur de flux, au sens où il peut exister dans des régions où le flux classique est strictement nul.

⁹Propos tirés de la Réf. [Bell 81].

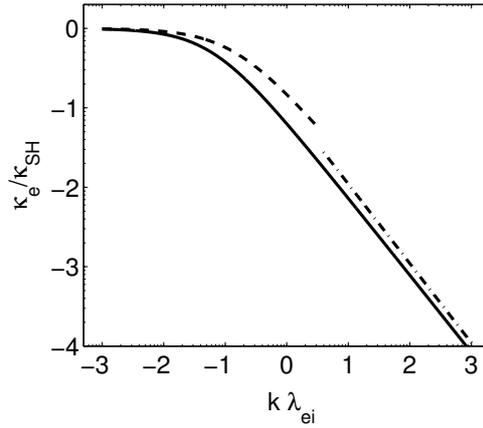


FIG. 1.1 – Conductivité thermique dans le modèle [Bychenkov 95] en fonction du paramètre de collisionnalité $k \lambda_{ei}$. Les courbes en tirets et tirets-points représentent les limites collisionnelle κ_c et non collisionnelle κ_{nc} , respectivement. Le milieu considéré est un plasma d’Hélium $Z = 2$.

avec :

$$\kappa_c = \frac{\kappa_{SH}}{1 + (\zeta(Z) k \lambda_{ei})^{0.9}} \quad \text{et} \quad \kappa_{nc} = \frac{0.11 \kappa_{SH}}{k \lambda_{ei}}, \quad (1.23)$$

où $\zeta(Z) = \sqrt{Z} (50 + 10 Z)/(12 + Z)$. Comme nous pouvons le vérifier sur la Fig. 1.1, l’expression de la conductivité thermique proposée par Bychenkov *et al.* permet de retrouver le cas classique Spitzer-Härm dans la limite fortement collisionnelle $k \lambda_{ei} \ll 1$. La prise en compte des effets non locaux amène une réduction importante de la conductivité pour $k \lambda_{ei} \simeq 1$. Enfin, dans la limite non collisionnelle $k \lambda_{ei} \gg 1$, la conductivité *free streaming* est retrouvée. Cette description du transport non local de la chaleur, nous le voyons dans la suite, est à la base de notre modélisation de la réponse du plasma au laser.

1.1.3 La description ondulatoire du plasma

Dans la suite, nous considérons un plasma à deux espèces : les ions ($\alpha = i$) et les électrons ($\alpha = e$). Nous simplifions la description hydrodynamique pour les fluides d’électrons et d’ions dans la limite où il est possible de définir des valeurs moyennes pour les grandeurs hydrodynamiques et où les écarts à ces valeurs moyennes sont faibles. Nous pouvons alors linéariser, pour chacune des espèces, les équations de l’hydrodynamique obtenues dans la section précédente autour des densités ionique et électronique moyennes n_{i0} et n_{e0} . Ces valeurs sont supposées lentement variables en espace et en temps. Nous supposons enfin, pour l’étude qui nous intéresse, qu’il n’y a pas de vitesse de dérive.

Les électrons et les ions sont considérés comme des gaz parfaits : $P_\alpha = n_\alpha T_\alpha$. Les équations pour les températures électronique et ionique ne sont pas prise en compte : une relation entre température et pression est donnée selon le phénomène étudié. Dans une onde plasma (une onde acoustique ionique), les électrons (les ions) se comportent comme un fluide adiabatique à une dimension ($T_e = n_e^2$). Dans une onde acoustique, les électrons sont traités comme un fluide quasi-isotherme de température T_e . La prise en compte d'effets thermiques sera discutée en développant la température électronique sous la forme $T_e = T_{e0} + \delta T_e$.

Description ondulatoire pour les électrons

Intéressons nous tout d'abord au fluide d'électrons. Les deux premières équations hydrodynamiques (1.14) et (1.16) sont linéarisées autour de la densité n_{e0} supposée homogène :

$$\partial_t \delta n_e = -n_{e0} \nabla \cdot \mathbf{v}_e, \quad (1.24)$$

$$m_e \partial_t \mathbf{v}_e = -e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla P_e}{n_{e0}} - m_e (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e. \quad (1.25)$$

Le champ électrique dans l'Eq. (1.25) est la somme du champ électrique haute fréquence du laser \mathbf{E}_{HF} et d'un champ basse fréquence \mathbf{E}_{BF} lié à l'évolution du plasma. Le champ électrique du laser est enveloppé en temps¹⁰ :

$$\mathbf{E}_{HF}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) \cos(\omega_0 t), \quad (1.26)$$

où \mathbf{E}_0 a une dépendance lente en temps par rapport à ω_0^{-1} . On suppose aussi que le seul champ magnétique est le champ magnétique du laser. Comme nous le verrons dans la suite, ce champ magnétique est lié au champ électrique du laser \mathbf{E}_{HF} par l'équation de Faraday :

$$\mathbf{B}(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{\omega_0} \nabla \times \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) \sin(\omega_0 t). \quad (1.27)$$

Ainsi, la réponse du plasma contient deux échelles de temps : d'une part, une réponse dynamique due au champ haute fréquence, et d'autre part, une réponse quasi-stationnaire, lente devant ω_0 . Nous décomposons donc la vitesse des électrons en une vitesse quasi-stationnaire \mathbf{u}_e et une vitesse dynamique \mathbf{w}_e vérifiant les équations établies à partir de l'Eq. (1.25) :

$$m_e \partial_t \mathbf{u}_e = -e \mathbf{E}_{BF} - \frac{\nabla P_e}{n_{e0}} - e \langle \mathbf{w}_e \times \mathbf{B} \rangle_{BF} - m_e \langle (\mathbf{w}_e \cdot \nabla) \mathbf{w}_e \rangle_{BF}, \quad (1.28)$$

$$m_e \partial_t \mathbf{w}_e = -e \mathbf{E}_{HF} - e \mathbf{u}_e \times \mathbf{B} - m_e (\mathbf{w}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e - m_e (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{w}_e, \quad (1.29)$$

¹⁰Une discussion plus détaillée des approximations d'enveloppe est proposée dans la suite de ce chapitre.

où $\langle \cdot \rangle_{BF}$ indique que l'on ne retient que la composante quasi-stationnaire. Si l'on se limite aux cas où $|\mathbf{u}_e| \ll c$, les trois derniers termes dans le membre de droite de l'Eq. (1.28) sont des corrections relativistes négligeables. Il en découle que \mathbf{w}_e décrit l'oscillation des électrons dans le seul champ laser :

$$\mathbf{w}_e = -\frac{e}{m_e \omega_0} \sin(\omega_0 t) \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}). \quad (1.30)$$

Dans l'Eq. (1.28) pour la vitesse quasi-stationnaire, on voit apparaître une force $\mathbf{F}_P = -e \langle \mathbf{w}_e \times \mathbf{B} \rangle_{BF} - m_e \langle (\mathbf{w}_e \cdot \nabla) \mathbf{w}_e \rangle_{BF}$ sur les électrons. A partir des expressions de la vitesse d'oscillation des électrons et du champ magnétique du laser, et en utilisant la relation vectorielle $\mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla \mathbf{A}^2/2 - (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A}$, il vient :

$$\mathbf{F}_P = -\frac{e^2}{4 m_e \omega_0^2} \nabla \mathbf{E}_0^2. \quad (1.31)$$

Cette force a pour effet de chasser les électrons des zones de champs forts vers les zones de champ plus faible. Elle est appelée force pondéromotrice¹¹. En introduisant l'intensité du laser $I = c \epsilon_0 \mathbf{E}_0^2/2$, nous voyons qu'elle est proportionnelle au gradient de l'intensité : $\mathbf{F}_P = -\nabla I/(2cn_c)$. Elle dérive d'un potentiel scalaire, appelé potentiel pondéromoteur $\phi_P = I/(2cn_c)$.

Considérons que les électrons sont un gaz adiabatique à une dimension de température homogène T_e . Le gradient de pression électronique se met alors sous la forme $\nabla P_e = 3 T_e \nabla \delta n_e$. Si l'évolution de δn_e est lente par rapport à ω_0^{-1} , seule la composante stationnaire \mathbf{u}_e de la vitesse apparaît dans l'Eq. (1.24)¹². Nous obtenons alors une équation pour l'évolution de la densité électronique de la forme :

$$(\partial_t^2 + 2\gamma_e \partial_t - \omega_{p0}^2 - 3 v_{Te}^2 \nabla^2) \frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \frac{v_{Te}^2 \nabla^2 I}{2cn_c T_e}, \quad (1.32)$$

où ω_{p0} est la fréquence plasma pour la densité n_{e0} et $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ est la vitesse thermique pour les électrons. L'Eq. (1.32) est l'équation pour l'onde plasma électronique $\delta n_e/n_{e0}$ excitée par la force pondéromotrice du laser. Le terme $2\gamma_e \partial_t$ dans le membre de droite a été ajouté *a posteriori* pour prendre en compte un éventuel amortissement de l'onde plasma électronique sur un temps $\tau_e \simeq \gamma_e^{-1}$.

¹¹Un calcul similaire peut être fait pour toute particule chargée. Quelque soit la charge positive ou négative de la particule, l'effet de la force pondéromotrice reste le même : la particule est chassée des zones de champ fort. De plus, la force est d'autant plus intense que la particule est légère.

¹²C'est cette même hypothèse qui nous a permis de séparer les composantes haute et basse fréquences du champ électrique. Elle impose que la fréquence plasma électronique ω_{p0} soit bien inférieure à la fréquence du laser ω_0 . En terme de densité, elle impose que l'on se situe loin de la couche critique, *i.e.* $n_0 \ll n_c$.

Description ondulatoire pour les ions

Pour l'étude qui nous concerne, le mouvement des ions se produit sur l'échelle de quelques longueurs d'onde laser (quelques microns) avec une vitesse acoustique de l'ordre de $0.1 \mu\text{m/ps}$. Les temps qui nous intéressent sont donc suffisamment longs pour que la température électronique soit quasi-relaxée¹³. Dès lors, on peut considérer les électrons comme un gaz quasi-isotherme et le gradient de pression électronique se met sous la forme $\nabla P_e = T_{e0} (\nabla \delta n_e / n_0 + \nabla \delta T_e / T_{e0})$, où $\delta T_e \ll T_{e0}$ est une perturbation de la température électronique autour de sa valeur moyenne T_{e0} . Les ions, eux, ont un comportement de gaz adiabatique à une dimension de température T_i . Le gradient de pression ionique se met alors sous la forme $\nabla P_i = 3 T_i \nabla \delta n_i$. Sur ces échelles de temps, nous pouvons de plus négliger le terme d'inertie des électrons dans l'Eq. (1.25) et obtenons alors l'expression du champ autoconsistant dans le plasma¹⁴ :

$$\mathbf{E}_{BF} = -\frac{T_{e0}}{e} \left(\frac{\nabla \delta n_e}{n_{e0}} + \frac{\nabla \delta T_e}{T_{e0}} \right) - \frac{\nabla I}{2 c n_c}. \quad (1.33)$$

Contrairement à ce qui a été fait pour les électrons, l'effet du champ laser haute fréquence peut être négligé sur les ions. L'équation pour la vitesse des ions s'écrit sous la forme :

$$m_i \partial_t \mathbf{u}_i = Z e \mathbf{E}_{BF} - 3 T_i \frac{\nabla \delta n_i}{n_{i0}} \quad (1.34)$$

où les effets relativistes ont été négligés. La force pondéromotrice appliquée aux ions a elle aussi été négligée du fait de leur masse importante. Nous obtenons à partir de l'Eq. (1.34), en supposant la neutralité du plasma¹⁵ $\delta n/n = \delta n_i/n_{i0} = \delta n_e/n_{e0}$:

$$m_i \partial_t \mathbf{u}_i(t, \mathbf{r}) = (Z T_{e0} + 3 T_i) \nabla \frac{\delta n}{n} + Z T_{e0} \left(\frac{\nabla I}{2 c n_c T_{e0}} + \frac{\nabla \delta T_e}{T_{e0}} \right). \quad (1.35)$$

On obtient finalement pour équation d'évolution de la densité de plasma $\delta n/n$:

$$(\partial_t^2 + 2\gamma_a \partial_t - v_s^2 \nabla^2) \frac{\delta n}{n} = c_s^2 \nabla^2 \left(\frac{I}{2 c n_c T_e} + \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right), \quad (1.36)$$

¹³Une description détaillée du phénomène de relaxation du point chaud est présentée dans la Réf. [Senecha 98] et reprise dans la Réf. [Feugeas 07].

¹⁴Ce champ électrostatique contient deux contributions, d'une part le gradient de pression thermodynamique, d'autre part le gradient du potentiel pondéromoteur. Ces deux contributions mènent à des champs électrostatiques dont l'amplitude peut s'élever à plusieurs 10^7 V/m dans le point chaud autofocalisé. Ces champs peuvent donc défléchir un faisceau de proton venant sonder une structure du plasma, comme par exemple un filament autofocalisé. C'est ce qui est présenté dans la Réf. [Fuchs 07].

¹⁵L'effet d'une séparation des charges produit une dispersion des ondes acoustiques ioniques. Cette dispersion n'est pas importante dans le cadre de notre étude où $k_0 \lambda_{De} \ll 1$ et la neutralité du plasma est supposée.

où $c_s = \sqrt{Z T_e / m_i}$ est la vitesse acoustique dans la limite des ions froids, $v_s = \sqrt{c_s^2 + 3 v_{Ti}^2}$ est la vitesse acoustique avec prise en compte de la pression ionique ($T_i \neq 0$), et $v_{Ti} = \sqrt{T_i / m_i}$ est la vitesse thermique des ions. Le terme $2\gamma_a \partial_t$ a été ajouté *a posteriori* pour rendre compte d'un amortissement des ondes acoustiques sur un temps $\tau_a \simeq \gamma_a^{-1}$.

L'équation (1.36) montre clairement deux contributions dans l'excitation des ondes acoustiques ioniques. Il y a tout d'abord la source pondéromotrice. C'est la source la plus importante lorsque les effets thermiques sont négligeables, *i.e.* lorsque les variations spatiales de la température sont peu importantes et les temps considérés suffisamment courts. Cependant, nous rencontrerons dans la suite de ce travail des cas où le libre parcours moyen de collision électron-ion est de l'ordre où légèrement inférieur aux gradients de l'intensité. Dès lors, le chauffage du plasma par Bremsstrahlung inverse est plus important au niveau des hautes intensités. A pression électronique constante, la densité de plasma baisse pour compenser l'augmentation de température. Les effets thermiques doivent alors être pris en compte dans l'excitation des fluctuations acoustiques du plasma. La seconde contribution au membre de droite de l'Eq. d'onde (1.36) découle de l'Eq. (1.18) pour la température électronique. Elle s'écrit très simplement dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale :

$$\mathbf{k}^2 \frac{\delta \widetilde{T}_e}{T_{e0}} = \frac{n_{e0} \nu_{ei}}{\kappa_e} \frac{\widetilde{I}}{c n_c T_{e0}}. \quad (1.37)$$

En reportant cette expression dans l'Eq. (1.36) écrite dans l'espace de Fourier, il vient :

$$(\partial_t^2 + 2\gamma_a \partial_t + v_s^2 \mathbf{k}^2) \frac{\delta \widetilde{n}}{n} = -c_s^2 \mathbf{k}^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{n_{e0} \nu_{ei}}{\kappa_e \mathbf{k}^2} \right) \frac{\widetilde{I}}{c n_c T_e}, \quad (1.38)$$

Il apparaît ainsi clairement que les effets thermiques modifient la force pondéromotrice en augmentant son intensité. La description précédente est améliorée dans la Réf. [Brantov 99] pour la prise en compte des effets non locaux sur les fluctuations de densité induites par laser. En effet, dans la plupart des cas que nous rencontrons en interaction laser-plasma, le libre parcours moyen de collision électron-ion n'est jamais très petit face aux largeurs caractéristiques du gradient de densité. Dès lors, le transport de la chaleur est non local. L'Eq. d'onde (1.38) devient :

$$(\partial_t^2 + 2\gamma_a \partial_t - v_s^2 \nabla^2) \frac{\delta n}{n} = \hat{A} c_s^2 \nabla^2 \frac{I}{c n_c T_e}, \quad (1.39)$$

où l'opérateur \hat{A} permet de prendre en compte les effets pondéromoteurs et thermiques avec les effets non locaux. Une expression simple de son spectre dans l'espace de Fourier est proposée dans la Réf. [Brantov 99] :

$$A_k \simeq \frac{1}{2} + \frac{0.074}{(|\mathbf{k}| \lambda_{ei})^2} + \frac{0.88 Z^{5/7}}{(|\mathbf{k}| \lambda_{ei})^{4/7}} + \frac{2.54 Z}{1 + 5.5 (|\mathbf{k}| \lambda_{ei})^2}. \quad (1.40)$$

Dans la suite de ce travail, nous négligerons l'effet du second terme qui rend compte de l'effet du Bremsstrahlung inverse sur les fluctuations de densité, et qui requiert un temps long avant de jouer un rôle non négligeable. Cette équation d'onde acoustique (1.39) est à la base de notre étude.

1.2 Les équations de Maxwell pour l'évolution du champ haute fréquence

Les descriptions du plasma développées précédemment font apparaître les champs électriques et magnétiques. Les équations de Maxwell sont les équations fondamentales pour la description de ces champs. Elles décrivent l'évolution spatio-temporelle d'un système de charges $\rho(t, \mathbf{r})$ et de courants $\mathbf{J}(t, \mathbf{r})$ en interaction avec les champs électrique $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ et magnétique $\mathbf{B}(t, \mathbf{r})$. Ces quatre grandeurs sont autoconsistantes. Dans la suite, les dépendances spatiale et temporelle (t, \mathbf{r}) de ces quantités seront implicites.

1.2.1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell s'écrivent sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1.41)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.42)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}, \quad (1.43)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \partial_t \mathbf{E}. \quad (1.44)$$

La première équation est appelée équation de Poisson. La seconde définit le champ magnétique comme une quantité purement transverse. La troisième est l'équation de Faraday et la dernière l'équation d'Ampère. Le second terme dans le membre de droite de cette équation a été introduit par Maxwell pour prendre en compte la conservation de la charge. En effet, si l'on applique l'opérateur $\nabla \cdot$ à l'Eq. (1.44), le membre de gauche s'annule alors que le membre de droite fait apparaître les quantités $\nabla \cdot \mathbf{J}$ et $\nabla \cdot \mathbf{E}$. La dernière de ces quantités est donnée par l'équation de Poisson et il vient :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (1.45)$$

Cette équation exprime la conservation locale de la charge électrique. Ainsi, nous n'avons pas besoin d'une relation spéciale pour la densité de charge. Il reste cependant à établir une relation pour le courant \mathbf{J} . Par définition, ce courant s'écrit $\mathbf{J} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{w}_{\alpha}$, où \mathbf{w}_{α} est la composante haute fréquence de la vitesse des particules de l'espèce α . Cette relation découle donc des propriétés du matériau dans lequel

se trouve le champ haute fréquence et constitue ainsi une relation matérielle. D'une manière générale, elle prend la forme de la loi d'Ohm (généralisée) :

$$\mathbf{J} = \overleftrightarrow{\sigma} \mathbf{E}_{HF}, \quad (1.46)$$

où $\overleftrightarrow{\sigma}$ est le tenseur de conductivité électrique du courant. Dans le cas d'un plasma isotrope, le tenseur de conductivité est un scalaire. Nous ferons aussi l'hypothèse qu'il ne dépend pas du champ électrique haute fréquence¹⁶.

Dans la section précédente dédiée à la description du plasma, nous avons établi les équations permettant de rendre compte de l'évolution basse fréquence du plasma. Il nous reste maintenant à établir celles permettant la description du champ haute fréquence. Regardons de plus près les propriétés d'un tel champ dans un plasma quasi-homogène de densité $n_0 \ll n_c$. Pour cela, reprenons l'Eq. (1.24) de continuité de la charge linéarisée autour d'une densité moyenne stationnaire n_{e0} en autorisant cette fois-ci que n_{e0} soit lentement inhomogène. En dérivant cette équation en temps, il vient :

$$\partial_t^2 \delta n_e + n_{e0} \nabla \cdot (\partial_t \mathbf{v}_e) + (\partial_t \mathbf{v}_e) \cdot \nabla n_{e0} = 0. \quad (1.47)$$

Puisque nous nous intéressons ici à l'évolution haute fréquence des électrons, la vitesse \mathbf{v}_e n'est autre que la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ haute fréquence, soit $\partial_t \mathbf{v}_e = -e \mathbf{E}_{HF} / m_e$, ce qui nous mène à :

$$\partial_t^2 \delta n_e - \frac{e n_{e0}}{m_e} \nabla \cdot \mathbf{E}_{HF} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_{HF} \cdot \nabla n_{e0} = 0. \quad (1.48)$$

En utilisant l'équation de Poisson $\nabla \cdot \mathbf{E}_{HF} = -e \delta n_e / \epsilon_0$ et en assimilant $\partial_t^2 \delta n_e$ à $-\omega_0^2 \delta n_e$ puisque nous nous intéressons au comportement haute-fréquence du plasma, il vient que :

$$\delta n_e = -\frac{e}{m_e} \frac{\mathbf{E}_{HF} \cdot \nabla n_{e0}}{\omega_0^2 - \omega_{p0}^2}, \quad (1.49)$$

soit en réinjectant cette expression dans l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_{HF} = \frac{1}{n_{e0}} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0^2 - \omega_{p0}^2} \mathbf{E}_{HF} \cdot \nabla n_0. \quad (1.50)$$

Ainsi, puisque nous nous intéressons à une onde électromagnétique haute fréquence $\omega_0 \gg \omega_{p0}$, la divergence du champ électrique haute fréquence est nulle. Ainsi, le champ électrique haute fréquence est purement transverse pour les conditions qui nous intéressent¹⁷. Il sera maintenant écrit sous la forme $\mathbf{E}_{HF} = \mathbf{E}_\perp$.

¹⁶Cette hypothèse revient à dire que la vitesse des particules chargées dans le milieu est une fonction linéaire du champ électrique et correspond à l'hypothèse de l'électrodynamique linéaire. L'équation (1.30) établie dans la Sec. 1.1.3 valide cette hypothèse dans les conditions qui nous intéressent. Une équation similaire pour les ions peut être obtenue.

¹⁷Cette hypothèse est exacte pour la polarisation S et aussi pour la polarisation P si l'excitation résonnante des ondes plasmas au voisinage de n_c est négligeable.

1.2.2 Equation d'onde pour le rayonnement laser

Nous voulons maintenant établir l'équation pour l'évolution de ce champ \mathbf{E}_\perp . Les deux premières équations de Maxwell ne nous intéressent pas car elles décrivent l'évolution des composantes longitudinales ($\nabla \times \mathbf{E}_\parallel = 0$) du champ électromagnétique. Considérons donc les Eqs. (1.43) et (1.44) qui régissent l'évolution des champs transverses. Appliquons l'opérateur $\nabla \times$ à la première et introduisons la seconde, il apparaît :

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp) - \nabla^2 \mathbf{E}_\perp = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \partial_t \mathbf{J} - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{E}_\perp, \quad (1.51)$$

où nous avons utilisé la relation vectorielle $\mathbf{A} \times \mathbf{B} \times \mathbf{C} = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) \mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{C}$. Le courant qui apparaît dans le membre de droite est dû au mouvement des électrons à la vitesse dynamique \mathbf{w}_e et au mouvement des ions à la vitesse \mathbf{w}_i . Du fait de la neutralité du plasma et en négligeant la vitesse des ions devant celle des électrons, nous obtenons $\mathbf{J} = -e n_e \mathbf{w}_e$. A partir de l'Eq. (1.28) où l'on introduit en plus un terme de friction dû aux collisions électron-ion, en négligeant les corrections relativistes et en enveloppant en temps le champ électrique haute fréquence, nous en déduisons la conductivité électrique dans l'espace de Fourier pour le temps : $\sigma = i(e^2 n_e / m_e) / (\omega + i \nu_{ei})$, où $\nu_{ei} \ll \omega_0$ est la fréquence de collision électron-ion. De plus, comme nous nous intéressons à un champ purement transverse, $\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp = 0$. En injectant cela dans l'Eq. (1.51) écrite dans l'espace de Fourier pour le temps, il vient :

$$(-\omega^2 + \omega_{pe}^2 - i \omega_{pe}^2 \nu_{ei} / \omega - c^2 \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = 0. \quad (1.52)$$

En posant que $\omega \simeq \omega_0$, et en passant dans l'espace de Fourier, il vient :

$$(\partial_t^2 + \omega_{pe}^2 + \kappa_{BI} \partial_t - c^2 \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = 0, \quad (1.53)$$

où $\kappa_{BI} = \nu_{ei} \omega_{pe}^2 / \omega_0^2$ rend compte de l'amortissement de l'onde électromagnétique par les collisions électron-ion, *i.e.* de son absorption par Bremsstrahlung inverse. En décomposant la densité du plasma n_e en une composante homogène et stationnaire et une composante perturbée $n_e = n_{e0} + \delta n$, et en décomposant de même la fréquence plasma électronique, l'équation pour le champ électrique se met finalement sous la forme :

$$(\partial_t^2 + \omega_{p0}^2 + \kappa_{BI} \partial_t - c^2 \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = -\omega_{p0}^2 \frac{\delta n}{n_{e0}} \mathbf{E}_\perp. \quad (1.54)$$

Cette équation pour le rayonnement sera le point de départ pour notre description du rayonnement laser dans le plasma sous critique.

1.3 Approximations d'enveloppe et équation paraxiale

Dans les deux précédentes sections, nous avons montré que le plasma est le siège d'ondes de différents types. Ces ondes, qu'elles soient plasma électronique, acoustique

ionique où électromagnétique, obéissent à une équation d'onde de la forme :

$$(\partial_t^2 + 2\gamma_d \partial_t + \omega_m^2 - C^2 \nabla^2) \psi(t, \mathbf{r}) = \kappa^2 S(t, \mathbf{r}), \quad (1.55)$$

où $S(t, \mathbf{r})$ est une source réelle quelconque, γ_d est le taux d'amortissement, homogène à une fréquence, C et ω_m sont des constantes homogènes respectivement à une vitesse et à une pulsation et dont la signification physique sera approfondie plus tard, de même que la constante de couplage κ , elle aussi homogène à une fréquence. Les dépendances en t et \mathbf{r} de ψ et S seront ici implicites.

Nous présentons dans cette section des approximations dites d'enveloppe qui permettent de simplifier cette équation. Notamment, nous établissons l'équation paraxiale qui est à la base de notre description du laser.

Dans le cas d'une onde électromagnétique, $\omega_m = \omega_{pe}$ est la fréquence plasma électronique, $C = c$ est la vitesse de la lumière dans le vide et $\kappa^2 S = -\omega_{p0}^2 (\delta n/n_{e0}) \mathbf{E}_\perp$. Pour une onde acoustique ionique, $\omega_m = 0$ et $C = v_s^2$ est la vitesse acoustique dans le milieu. $\kappa^2 S$ est la source pondéromotrice et thermique des ondes acoustiques $\hat{A} c_s^2 \nabla^2 I / (c n_c T_e)$. Enfin, pour une onde plasma électronique, $\omega_m = \omega_{pe}$ est la fréquence plasma électronique et $C = \sqrt{3} v_{Te}$ est proportionnel à la vitesse thermique des électrons. Le terme source pondéromoteur se met sous la forme $v_{Te}^2 \nabla^2 I / (2c n_c T_e)$.

L'opérateur $(\partial_t^2 + \omega_m^2 - C^2 \nabla^2)$ est appelé propagateur. Intéressons nous au cas où il répond à une source ponctuelle $S = S \delta(t-t_0)$, où $\delta(t)$ est la distribution de Dirac. En écrivant l'Eq. (1.55) dans l'espace de Fourier pour la variable spatiale, nous obtenons alors, pour chaque \mathbf{k} , l'équation d'un oscillateur harmonique dont la pulsation propre dépend du nombre d'onde $k = |\mathbf{k}|$: $\omega(k) = \sqrt{\omega_m^2 + C^2 k^2}$. Cette relation $\omega(k)$ fixe pour une longueur d'onde donnée de la source la pulsation correspondante de la réponse du propagateur. Elle constitue une relation de dispersion. La pulsation ω_m correspond à une pulsation minimale de l'onde. En définissant la vitesse de groupe de l'onde ψ par $V_g = \partial_k \omega(k)$ et sa vitesse de phase $V_\varphi = \omega(k)/k$, on obtient immédiatement de la relation de dispersion que la constante C^2 est le produit de la vitesse de groupe et de la vitesse de phase $C^2 = V_g V_\varphi$.

Dans le cadre de la description de l'interaction laser plasma, il est très couteux de résoudre l'Eq. (1.55) lorsque des échelles spatiales bien plus larges que la longueur d'onde du laser (typiquement micrométrique pour l'onde électromagnétique en FCI) et des échelles de temps bien au delà de l'inverse de la fréquence laser ω_0^{-1} (typiquement de l'ordre de la femtoseconde pour l'onde électromagnétique en FCI) sont considérées. Nous présentons maintenant ces approximations d'enveloppe.

Si l'on peut identifier une haute fréquence ω_0 dominante dans l'évolution de ψ , nous pouvons utiliser une approximation d'enveloppe temporelle :

$$\psi(t, \mathbf{r}) = \psi_0(t, \mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t), \quad (1.56)$$

où $\psi_0(t, \mathbf{r})$ est une enveloppe lentement variable en temps. Du point de vue temporel, cela se traduit par :

$$|\partial_t \psi_0(t, \mathbf{r})| \ll |\omega_0 \psi_0(t, \mathbf{r})|. \quad (1.57)$$

Du point de vue des fréquences, cela implique que la largeur spectrale de l'enveloppe ψ_0 est très étroite devant ω_0 .

Si, en plus de cette fréquence caractéristique, une direction privilégiée \mathbf{k}_0 peut être identifiée, une approximation d'enveloppe spatiale est pertinente :

$$\psi(t, \mathbf{r}) = \psi_0(t, \mathbf{r}) \exp(+i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}), \quad (1.58)$$

où $\psi_0(t, \mathbf{r})$ est une enveloppe lentement variable dans la direction de \mathbf{k}_0 dans le sens où¹⁸ :

$$|\nabla_{\parallel} \psi_0(t, \mathbf{r})| \ll |k_0 \psi_0(t, \mathbf{r})|. \quad (1.59)$$

D'un point de vue directionnel, cela implique que toute composante \mathbf{k}_{\perp} transverse à la direction de \mathbf{k}_0 dans l'enveloppe ψ_0 est petite : $|\mathbf{k}_{\perp}| \ll |\mathbf{k}_0| = k_0$.

Les approximations d'enveloppe sont intéressantes car elles permettent de simplifier l'Eq. (1.55) lorsque celle-ci est considérée sur de grandes échelles spatiales ($\gg k_0^{-1}$) et temporelles ($\gg \omega_0^{-1}$). En effet, les opérateurs de dérivation temporelle et spatiale s'écrivent alors :

$$\partial_t \psi(t, \mathbf{r}) = \exp(-i\omega_0 t) (\partial_t - i\omega_0) \psi_0(t, \mathbf{r}) + c.c., \quad (1.60)$$

$$\partial_t^2 \psi(t, \mathbf{r}) = -\exp(-i\omega_0 t) (2i\omega_0 \partial_t + \omega_0^2) \psi_0(t, \mathbf{r}) + c.c., \quad (1.61)$$

dans le cadre d'une approximation d'enveloppe temporelle, et :

$$\nabla \psi(t, \mathbf{r}) = \exp(+i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) (\nabla + i\mathbf{k}_0) \psi_0(\mathbf{r}, t) + c.c., \quad (1.62)$$

$$\nabla^2 \psi(t, \mathbf{r}) = \exp(+i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) (2i\mathbf{k}_0 \cdot \nabla_{\parallel} - \mathbf{k}_0^2 + \nabla_{\perp}^2) \psi_0(\mathbf{r}, t) + c.c.. \quad (1.63)$$

pour une approximation d'enveloppe spatiale. Nous avons négligé, du fait des relations (1.57) et (1.59), $\nabla_{\parallel}^2 \psi_0(t, \mathbf{r})$ devant $\mathbf{k}_0^2 \psi_0(t, \mathbf{r})$ et $\partial_t^2 \psi(t, \mathbf{r})$ devant $\omega_0^2 \psi_0(t, \mathbf{r})$. Notons que l'hypothèse d'enveloppe spatiale implique une condition sur la composante parallèle à la direction \mathbf{k} de l'onde étudiée, non sur la composante orthogonale. Ainsi, le Laplacien dans la direction transverse doit être conservé dans l'Eq. (1.63).

Appliquons maintenant les approximations d'enveloppe spatiale et temporelle l'onde $\psi(t, z, \mathbf{r}_{\perp})$ se propageant selon la direction z dans un milieu homogène. Cette onde est

¹⁸Le gradient ∇ est séparé en une composante parallèle et une composante orthogonale à la direction de propagation : $\nabla = \nabla_{\parallel} + \nabla_{\perp}$.

supposée vérifier les conditions (1.57) et (1.59) et peut donc être enveloppée sous la forme¹⁹ :

$$\psi(t, z, \mathbf{r}_\perp) = \psi_0(t, z, \mathbf{r}_\perp) \exp(-i(\omega_0 t - k_0 z)) . \quad (1.64)$$

Au vue des simplifications développées précédemment et de l'Eq. (1.55), l'onde $\psi(t, z, \mathbf{r}_\perp)$ obéit à une équation du type :

$$\begin{aligned} & \left[-2i\omega_0 (\partial_t + V_g^0 \partial_z) - (\omega_0^2 - \omega_m^2 - C^2 k_0^2) - 2i\omega_0 \gamma_d - C^2 \nabla_\perp^2 \right] \psi_0(t, z, \mathbf{r}_\perp) \\ & = \kappa S_0(t, z, \mathbf{r}_\perp) , \end{aligned} \quad (1.65)$$

où $V_{g0} = C^2 k_0 / \omega_0$ est la vitesse de groupe de l'onde dans le milieu et $S_0(t, z, \mathbf{r}_\perp)$ est l'enveloppe lentement variable en espace et en temps de la source. Dans le milieu où l'onde se propage, ω_0 et k_0 sont choisis²⁰ de telle sorte que la relation de dispersion $\omega_0^2 = \omega_m^2 + C^2 k_0^2$ est vérifiée. Il vient finalement :

$$\left[(\partial_t + V_g^0 \partial_z) + \gamma_d - i \frac{C^2}{2\omega_0} \nabla_\perp^2 \right] \psi_0(t, z, \mathbf{r}_\perp) = i \frac{\kappa}{2\omega} S_0(t, z, \mathbf{r}_\perp) . \quad (1.66)$$

Ce type d'équation, nous le verrons dans la suite, est très largement utilisé dans le cadre de la physique de l'interaction laser-plasma. Le terme $V_{g0} \partial_z$ décrit la propagation de l'onde dans la direction z alors que la dérivée temporelle permet de rendre compte du temps de réponse de l'onde à la source. Si ce temps de réponse est très court devant la plus petite échelle temporelle de ψ_0 , alors ce terme pourra être négligé. Dans le cas contraire, un changement de repère temporel pertinent²¹ $\zeta = t - z/V_g^0$ permet de ramener l'opérateur $\partial_t + V_g^0 \partial_z$ à ∂_ζ . Le terme γ_d rend compte de l'amortissement de l'onde sur un temps $\tau_d \simeq \gamma_d^{-1}$ et le Laplacien transverse de la diffraction de l'onde au cours de sa propagation.

Cette équation, appliquée à l'onde électromagnétique, est à la base de notre description du laser. Aussi, nous utiliserons pour décrire certains phénomènes, comme la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant par exemple, une approximation d'enveloppe temporelle sur l'onde acoustique.

1.4 Lissage optique : intérêt et formalisation

Dans le cadre de la FCI, différentes instabilités se développant au sein du plasma peuvent être néfastes à un bon couplage de l'énergie laser vers le micro-ballon. Les

¹⁹Sous cette forme, il apparaît clairement que la quantité ω_0/k_0 est la vitesse à laquelle se propage les iso-phases.

²⁰L'équation d'onde ne permet qu'aux fréquences spatiales et temporelles proches des fréquences propres du propagateur non amorti de croître. C'est ce qui permet d'établir l'équation de dispersion de l'onde. Les approximations d'enveloppes consistent alors en une linéarisation de l'équation de dispersion autour des modes propres du propagateur non amorti.

²¹Effectuer ce changement de repère revient à suivre l'onde dans sa propagation.

instabilités hydrodynamiques vont être ensemencées par les défauts dans l'éclairage laser. Les instabilités paramétriques sont elles aussi susceptibles de se développer en espace et en temps lorsque l'onde laser se couple aux différentes ondes du plasma. Dès les années '80, l'utilisation de différentes techniques de lissage optique des faisceaux laser ont été introduites pour obtenir une irradiation laser uniforme [Lehmberg 83] et limiter ces instabilités. Ces techniques consistent à réduire les cohérences temporelles et/ou spatiales du laser.

La cohérence spatiale du faisceau est réduite par l'utilisation de lames de phase aléatoire ou de fibres optiques à indice variable, qui vont introduire une phase spatiale aléatoire sur le champ proche du laser. La distribution d'intensité obtenue après focalisation, appelée figure de tavelures ou figure de *speckles*, est très inhomogène. Par abus de langage, nous qualifions, dans la suite de ce manuscrit, cette perte de cohérence spatiale de lissage spatial.

Pour ce qui est du lissage optique dans un sens plus strict, un faisceau laser à large spectre temporel est généré soit à partir d'une source naturellement large en fréquences temporelles, soit par l'utilisation d'un modulateur de phase. Les différentes fréquences temporelles sont alors dispersées en espace par l'utilisation d'un élément chromatique (généralement un réseau est utilisé). Dans le cas du lissage par fibres optiques à indice variable, c'est la fibre elle même qui génère le spectre spatial et assure le couplage spatio-temporel. C'est la dispersion spatiale des fréquences temporelles qui permet un couplage entre les fluctuations spatiales et temporelles de l'intensité et génère une distribution d'intensité inhomogène et fluctuante en temps.

Le champ électrique d'un faisceau laser lissé contient donc une phase temporelle et/ou spatiale aléatoire de sorte que la distribution d'intensité obtenue est elle même aléatoire. Elle n'en reste pas moins déterministe dans le sens où certaines valeurs moyennes²², dimensions des points chauds, de la tache focale, temps de cohérence *etc...* sont conservées. Afin de connaître ces quantités moyennes, une approche statistique est indispensable [Rose 92, Garnier 97, Garnier 99].

Nous présentons ici les outils statistiques nécessaires à la description des faisceaux laser lissés. Nous établissons les propriétés principales de l'enveloppe lentement variable en espace et en temps (vis à vis de λ_0 et ω_0^{-1}) du champ électrique d'un faisceau lissé se propageant dans le vide. Nous rappelons les principaux résultats concernant les fonctions de probabilité du champ électrique et de l'intensité dans une figure de speckle et introduisons les notions de contraste instantané et contraste intégré en temps qui sont utilisées dans la suite du manuscrit. Les valeurs moyennes et fonctions de corrélations du champ électrique et de l'intensité laser sont établies pour un faisceau

²²Nous entendons par ici par valeur moyenne, une moyenne au sens statistique. Nous verrons dans la suite qu'une moyenne statistique peut être, sous certaines conditions, assimilée à une moyenne en espace ou en temps. Ceci fait intervenir une propriété dite d'ergodicité du processus aléatoire.

se propageant dans le vide ou dans tout milieu ne présentant pas de fluctuation de l'indice optique. Les propriétés des maxima locaux de l'intensité, *i.e.* des speckles, sont discutées.

Dans la suite, nous nous intéressons aux fonctions de corrélations du champ électrique. Notons :

$$\Gamma_T(T, Z, \mathbf{R}, \tau, \zeta, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle E\left(T + \frac{\tau}{2}, Z + \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) E^*\left(T - \frac{\tau}{2}, Z - \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) \right\rangle \quad (1.67)$$

la fonction de corrélation spatio-temporelle du champ électrique,

$$\Gamma_{sp}(T, Z, \mathbf{R}, \zeta, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle E\left(T, Z + \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) E^*\left(T, Z - \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) \right\rangle, \quad (1.68)$$

la fonction de corrélation spatiale du champ électrique. Elle se décompose en une fonction de corrélation longitudinale :

$$\Gamma_{\parallel}(T, Z, \mathbf{R}, \zeta) = \left\langle E\left(T, Z + \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R}\right) E^*\left(T, Z - \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R}\right) \right\rangle, \quad (1.69)$$

et une fonction de corrélation dans le plan transverse à la direction de propagation :

$$\Gamma_{\perp}(T, Z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle E\left(T, Z, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) E^*\left(T, Z, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) \right\rangle. \quad (1.70)$$

Notons aussi :

$$\Gamma_t(T, Z, \mathbf{R}, \tau) = \left\langle E\left(T + \frac{\tau}{2}, Z, \mathbf{R}\right) E^*\left(T - \frac{\tau}{2}, Z, \mathbf{R}\right) \right\rangle, \quad (1.71)$$

la fonction de corrélation temporelle. Enfin, nous introduisons une fonction de corrélation spatio-temporelle réduite dans le sens où elle considère un plan z donné et ne s'intéresse pas aux corrélations longitudinales :

$$\Gamma(T, Z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle E\left(T + \frac{\tau}{2}, Z, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) E^*\left(T - \frac{\tau}{2}, Z, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right) \right\rangle. \quad (1.72)$$

Nous nous intéressons essentiellement à cette fonction dans la suite de ce manuscrit. Les quantités macroscopiques T , Z et \mathbf{R} décrivent l'évolution à grande échelle de l'intensité laser alors que les quantités microscopiques τ , ζ et $\boldsymbol{\rho}$ décrivent l'évolution à petites échelles des propriétés de cohérence du faisceau laser. Le lissage optique, nous allons le voir, induit des échelles macroscopiques et microscopiques bien distinctes. Dans la plupart des cas, les dépendances en T , Z , \mathbf{R} peuvent donc être factorisées et l'on note d'une manière générale :

$$\Gamma(T, Z, \mathbf{R}, \tau, \zeta, \boldsymbol{\rho}) = \langle I \rangle(T, Z, \mathbf{R}) \gamma(\tau, \zeta, \boldsymbol{\rho}), \quad (1.73)$$

où $\langle I \rangle(T, Z, \mathbf{R})$ est une intensité moyenne locale²³. En plus de ces fonctions de corrélations en champ électrique, nous introduisons plus tard les fonctions de corrélation

²³Par convention, nous avons normalisé la fonction de corrélation du champ de sorte qu'elle soit homogène à une intensité.

en intensité, qui sous certaines conditions, peuvent être exprimées en fonction des fonctions de corrélation en champ.

Nous cherchons maintenant à caractériser ces fonctions de corrélation pour des faisceaux lissés spatialement en premier lieu, puis spatialement et temporellement dans un second temps.

1.4.1 Le lissage spatial

Figure de tavelures et statistique Gaussienne

Les faisceaux génériques des lasers de puissance ne présentent pas une cohérence spatiale suffisamment maîtrisable pour la FCI. En effet, le front de phase de ces faisceaux est déformé lors de leur propagation jusqu'à la cible. Des effets thermiques entrent en jeu dans les amplificateurs du laser ou lors de la traversée des différents éléments optiques. Si les aberrations statiques dues à la traversée d'éléments optiques imparfaits sont corrigeables par l'utilisation de miroirs déformables [Wattellier 03], les aberrations dues aux effets thermiques dans les milieux amplificateurs du laser ne sont pas toujours reproductibles d'un tir à l'autre. Les propriétés du faisceau après focalisation s'en trouvent modifiées. Pour corriger cela, mais aussi pour contrôler le plus facilement possible la taille et la forme de la tache focale, des masques de phase aléatoire [Kato 84] ou des fibres optiques à indices variables [Garnier 97, Videau 98] permettent d'introduire une phase aléatoirement distribuée dans le champ proche du faisceau laser. Au meilleur foyer, le champ électrique du faisceau lissé spatialement à un temps donné est alors la somme de différentes contributions aléatoires indépendantes et suivant la même loi de probabilité :

$$E(\mathbf{r}) = \sum_k E_R^k(\mathbf{r}) + i \sum_k E_I^k(\mathbf{r}), \quad (1.74)$$

où \mathbf{r} est la coordonnée spatiale transverse. Le nombre de modes dans cette somme est, par exemple, le nombre d'éléments de la lame de phase aléatoire. C'est un nombre très grand, de sorte que l'on peut appliquer le théorème central limite. Ce théorème indique que le champ électrique $E(\mathbf{r})$ suit une loi de probabilité normale $\mathbf{N}(0, \sigma)$ à deux dimensions, ces deux dimensions étant les parties réelle et imaginaire du champ électrique. En d'autres termes, le champ électrique à un temps donné, dans un plan transverse, suit une statistique Gaussienne. Sa loi de probabilité se met sous la forme :

$$p(E_R(\mathbf{r}), E_I(\mathbf{r})) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{E_R(\mathbf{r})^2 + E_I(\mathbf{r})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1.75)$$

où la variance σ^2 est explicitée plus loin. Puisque nous sommes en présence d'un processus Gaussien, le champ électrique dans le plan transverse est entièrement caractérisé

par sa valeur moyenne et sa fonction de corrélation du second ordre. Ceci implique que nous pouvons restreindre notre étude aux deux premiers moments du champ électrique. Dans la Réf. [Garnier 03b], les auteurs montrent que lors de la propagation dans le vide, la propriété de statistique Gaussienne est conservée.

De l'Eq. (1.75) donnant la fonction probabilité instantanée du champ, il découle immédiatement que $\sigma^2 = \langle E_R^2 \rangle = \langle E_I^2 \rangle = \langle |E|^2 \rangle / 2 = \langle I \rangle / 2$. De plus, en écrivant le champ électrique sous la forme $E(\mathbf{r}) = |E|(\mathbf{r}) \exp(i\theta(\mathbf{r}))$ avec $|E| > 0$ et $\theta \in [0, \pi]$, nous obtenons la fonction de probabilité instantanée :

$$p(|E|(\mathbf{r}), \theta(\mathbf{r})) = \frac{1}{\pi \langle I \rangle} \exp\left(-\frac{|E|^2}{\langle I \rangle}\right). \quad (1.76)$$

Après intégration sur la phase θ , il vient que la distribution d'intensité dans le plan transverse suit une loi de probabilité exponentielle :

$$p(I(t, \mathbf{r})) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I(\mathbf{r})}{\langle I \rangle}\right). \quad (1.77)$$

Dans le Chap. 5 dédié aux simulations numériques, nous construirons cette fonction de distribution de l'intensité dans le plan transverse et vérifierons cette loi.

Une telle distribution d'intensité dans le plan transverse est appelée figure de tavelures. Elle est constituée d'une multitude de surintensités, les points chauds ou speckles. Nous introduisons une quantité essentielle pour caractériser le degré d'inhomogénéité de la figure de tavelures obtenue. Le contraste instantané est défini comme :

$$C(t) = \frac{\langle I(t)^2 \rangle - \langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (1.78)$$

Dans le cas d'un faisceau laser dont le champ électrique suit une statistique Gaussienne, le contraste instantané est égale à 1. Dans la suite, nous caractérisons un écart éventuel à la statistique Gaussienne comme une modification du contraste instantané.

Description du champ proche par les fonctions de corrélation

Considérons l'enveloppe lentement variable en espace et en temps (toujours vis à vis de λ_0 et ω_0^{-1}) du champ électrique du laser dans le champ proche $e_0(\mathbf{p})$ où \mathbf{p} est orthogonal à la direction de propagation du laser. Le lissage spatial consistant à introduire une phase $\Phi(\mathbf{p})$ aléatoirement distribuée sur le champ proche, le champ électrique au niveau de la lame de phase s'écrit sous la forme $e(\mathbf{p}) = e_0(\mathbf{p}) \phi(\mathbf{p})$, où $\phi(\mathbf{p}) = \exp(i\Phi(\mathbf{p}))$ est une fonction stochastique. Nous supposons que $\phi(\mathbf{p})$ est entièrement décrite par sa valeur moyenne $\langle \phi(\mathbf{p}) \rangle$ et sa fonction de corrélation du second ordre²⁴ $C_{RPP}(\mathbf{P}, \mathbf{p}) = \langle \phi(\mathbf{P} + \mathbf{p}/2) \phi^*(\mathbf{P} - \mathbf{p}/2) \rangle$, où $\langle \cdot \rangle$ dénote une moyenne statistique.

²⁴La fonction d'autocorrélation $\langle \phi(\mathbf{P} + \mathbf{p}/2) \phi(\mathbf{P} - \mathbf{p}/2) \rangle$ est en effet nulle pour les lames de phase aléatoire qui nous intéressent. Dans la Réf. [Riazuelo 98], l'auteur en donne une démonstration pour une lame de type RPP.

Ici, \mathbf{P} et \mathbf{p} sont des coordonnées du plan transverse. Ces deux quantités dépendent du type de lame de phase utilisée, mais certaines propriétés restent générales. En effet, si l'on considère que le nombre d'éléments dans la lame est très grand et que ces éléments sont distribués de manière uniforme, il en découle que la moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ est équivalente à une moyenne sur un nombre suffisamment grand d'éléments²⁵, $\langle \phi(\mathbf{p}) \rangle$ est une constante, et $C_{RPP}(\mathbf{P}, \mathbf{p}) = C_{RPP}(\mathbf{p})$ ne dépend pas de \mathbf{P} .

Ainsi, le champ électrique au niveau de la lame de phase aléatoire est une fonction stochastique contenant deux échelles spatiales distinctes : une échelle D sur laquelle évoluent les propriétés d'intensité et de phase du laser générique et une échelle $h \ll D$ sur laquelle évolue la phase additionnelle du laser due à la RPP. Nous supposons que le champ électrique est entièrement décrit par sa valeur moyenne $\langle e(\mathbf{p}) \rangle$ et sa fonction de corrélation du second ordre²⁶ :

$$C_{ee^*}(t, \mathbf{P}, \mathbf{p}) = I_{CP}(\mathbf{P}) C_{RPP}(\mathbf{p}), \quad (1.79)$$

où nous avons fait l'hypothèse de séparation des échelles macroscopique et microscopique. L'intensité $I_{CP}(\mathbf{P}) \propto |\mathbf{e}(\mathbf{P})|^2$ décrit l'évolution à grande échelle de l'intensité laser, alors que $C_{RPP}(\mathbf{p})$ décrit l'évolution à petite échelle des corrélations du champ électrique au niveau de la lame de phase.

Description au meilleur foyer

Connaissant les propriétés statistiques du champ électrique du laser dans le champ proche, il nous est maintenant possible d'établir ses propriétés dans le champ lointain, *i.e.* après focalisation par une lentille de focale f . Si l'on note $E(\mathbf{r})$ le champ électrique du laser après focalisation au meilleur foyer de la lentille, nous avons :

$$E(\mathbf{r}) = \frac{e^{ik_0 f}}{\lambda_0 f} \exp\left(i \frac{k_0 \mathbf{r}^2}{2f}\right) \int_{CP} e(\mathbf{p}) \exp\left(i \frac{k_0}{f} \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}\right) d\mathbf{p}, \quad (1.80)$$

où l'intégration se fait sur tout le champ proche. Dès lors, la fonction de corrélation spatiale au meilleur foyer de la lentille de focalisation ($Z = 0$) $\Gamma_{\perp}(Z = 0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \langle E(Z = 0, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E^*(Z = 0, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle$ s'obtient en prenant le produit du champ en $\mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2$ et $\mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2$ et s'écrit sous la forme :

$$\Gamma_{\perp}(Z = 0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \int d\mathbf{P} d\mathbf{p} C_{ee^*}(\mathbf{P}, \mathbf{p}) \exp\left(i \frac{k_0}{f} \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\rho} + i \frac{k_0}{f} \mathbf{p} \cdot \mathbf{R}\right), \quad (1.81)$$

soit en introduisant la transformée de Fourier (Annexe A) :

$$\Gamma_{\perp}(Z = 0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \mathcal{F}_{\mathbf{P} \rightarrow k_0 \boldsymbol{\rho}/f} I_{CP}(\mathbf{P}) \times \mathcal{F}_{\mathbf{p} \rightarrow k_0 \mathbf{R}/f} C_{RPP}(\mathbf{p}). \quad (1.82)$$

²⁵Ceci constitue une hypothèse d'ergodicité [Ayanides 01].

²⁶Le fait que $\langle \phi(\mathbf{P} + \mathbf{p}/2) \phi(\mathbf{P} - \mathbf{p}/2) \rangle$ est nulle entraîne que $\langle \mathbf{e}(\mathbf{P} + \mathbf{p}/2) \mathbf{e}(\mathbf{P} - \mathbf{p}/2) \rangle$ l'est aussi.

Le champ électrique dans le champ lointain contient donc lui aussi deux échelles spatiales bien distinctes. L'échelle microscopique $\propto \lambda_0 f/D$ est le résultat des interférences des N éléments de la lame de phase. Elle décrit le speckle et ne dépend que de la distribution d'intensité du laser dans le champ proche. L'échelle macroscopique $\propto \lambda_0 f/h$ décrit l'enveloppe spatiale de l'ensemble du faisceau. Elle est le résultat de la diffraction par un élément de la lame de phase et dépend donc de la géométrie de cet élément.

Si l'on considère un faisceau Gaussien avec une distribution d'intensité dans le champ proche $I_{CP}(\mathbf{P}) = I_0 \exp(-\mathbf{P}^2/D^2)$ focalisé au travers d'une RPP avec des éléments carrés de largeur h , la fonction de corrélation pour la lame de phase prend la forme $C_{RPP}(P_x, P_y) = \Lambda_h(P_x) \Lambda_h(P_y)$, où $\Lambda_h(x) = (x/h + 1) \theta_H(x + h) + (x/h - 1) \theta_H(x - h) - 2x/h \theta_H(x)$ et θ_H est la fonction de Heaviside. Ainsi, la fonction de corrélation du champ électrique dans le champ lointain découle de l'Eq. (1.82) :

$$\Gamma_{\perp}(Z = 0, R_x, R_y, \boldsymbol{\rho}) = \langle I \rangle \operatorname{sinc}_c^2\left(\pi \frac{R_x}{L_0}\right) \operatorname{sinc}_c^2\left(\pi \frac{R_y}{L_0}\right) \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2\rho_0^2}\right), \quad (1.83)$$

où $\langle I \rangle = 2\pi I_0 (D/L_0)^2$ est l'intensité moyenne dans le champ lointain, $L_0 = \lambda_0 f/h$ est le rayon du faisceau et $\rho_0 = \lambda_0 f/(\sqrt{2}\pi D)$ est la largeur de cohérence du laser dans le champ lointain.

Pour le cas d'un faisceau de la LIL ou du futur LMJ, les optiques utilisées sont carrées, de largeur 90 cm et de distance focale 800 cm. La fonction de corrélation du champ électrique est alors :

$$\Gamma_{\perp}(Z = 0, R_x, R_y, \boldsymbol{\rho}) = \langle I(Z = 0, R_x, R_y) \rangle \operatorname{sinc}_c\left(\pi \frac{\rho_x}{\rho_C}\right) \operatorname{sinc}_c\left(\pi \frac{\rho_y}{\rho_C}\right), \quad (1.84)$$

où ρ_x et ρ_y sont les composantes du vecteur $\boldsymbol{\rho}$ suivant les directions propres x et y de l'optique carrée et $\rho_C = \lambda_0 f/D = 3.1 \mu\text{m}$ est le rayon de cohérence du faisceau laser. Les variations de la phase sont continues et travaillées de sorte qu'elles fournissent une distribution d'intensité moyenne $\langle I(Z = 0, R_x, R_y) \rangle$ proche d'une hypergaussienne d'un diamètre de l'ordre de $700 \mu\text{m}$.

A ce niveau, notons que la même analyse pour les fonctions de corrélation du champ électrique de la forme $\langle E E \rangle$ montre que ces corrélations sont nulles dans le cas des figures de tavelures générées par lame de phase aléatoire.

Propagation dans le vide

Les propriétés de cohérence du laser dans le plan transverse ont été établies au meilleur foyer. Nous cherchons maintenant à comprendre comment la fonction de corrélation $\Gamma_{\perp}(Z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})$ est modifiée au cours de la propagation, *i.e.* que nous voulons comprendre comment les largeurs du faisceau laser et des speckles sont modifiées lors de la propagation dans le vide où dans tout milieu à indice optique homogène. Nous

voulons aussi établir la fonction de corrélation longitudinale $\Gamma_{\parallel}(Z, \mathbf{R}, \zeta)$ afin de caractériser la cohérence longitudinale du faisceau. Pour cela, nous supposons que la largeur de cohérence ρ_0 du faisceau est et reste large devant la longueur d'onde²⁷ de sorte que les champs électriques du laser pris en deux points (z_1, \mathbf{r}_1) et (z_2, \mathbf{r}_2) distincts satisfont à l'Eq. paraxiale (1.66) appliquée au laser dans le vide²⁸ :

$$\partial_{z_1} E(t, z_1, \mathbf{r}_1) - \frac{i}{2k_0} \partial_{\mathbf{r}_1}^2 E(t, z_1, \mathbf{r}_1) = 0, \quad (1.85)$$

$$\partial_{z_2} E(t, z_2, \mathbf{r}_2) - \frac{i}{2k_0} \partial_{\mathbf{r}_2}^2 E(t, z_2, \mathbf{r}_2) = 0. \quad (1.86)$$

Corrélations dans le plan transverse

Intéressons nous au produit des deux champs $E(z_1, \mathbf{r}_1)$ et $E(z_2, \mathbf{r}_2)$ pour $z_1 = z_2 = z$. Des équations (1.85) et (1.86), nous déduisons :

$$\partial_z E(z, \mathbf{r}_1) E^*(z, \mathbf{r}_2) - \frac{i}{2k_0} (\partial_{\mathbf{r}_1}^2 - \partial_{\mathbf{r}_2}^2) E(z, \mathbf{r}_1) E^*(z, \mathbf{r}_2) = 0, \quad (1.87)$$

soit en prenant la moyenne statistique et en posant $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ et $(\partial_{\mathbf{r}_1}^2 - \partial_{\mathbf{r}_2}^2) = 2 \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}}$:

$$\partial_z \Gamma_{\perp}(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) - \frac{i}{k_0} \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \Gamma_{\perp}(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = 0. \quad (1.88)$$

Cette équation traduit la modification de la fonction de corrélation transverse lors de la propagation dans le vide. Pour la résoudre, nous passons dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale microscopique $\boldsymbol{\rho}$ et introduisons la distribution de Wigner [Bastiaans 86] :

$$W_{\perp}(z, \mathbf{R}, \mathbf{k}) = \int \Gamma_{\perp}(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho}, \quad (1.89)$$

qui est définie ici comme la transformée de Fourier sur $\boldsymbol{\rho}$ de la fonction de corrélation dans le plan transverse. De l'Eq. (1.88), il découle que la distribution de Wigner (1.89) satisfait à l'équation de transport :

$$\partial_z W_{\perp}(z, \mathbf{R}, \mathbf{k}) + \frac{\mathbf{k}}{k_0} \cdot \nabla_{\mathbf{R}} W_{\perp}(z, \mathbf{R}, \mathbf{k}) = 0, \quad (1.90)$$

c'est à dire qu'elle est transportée le long des rayons définis par l'optique géométrique [Garnier 03a]. Les solutions de cette équation de transport s'écrivent sous la forme :

$$W_{\perp}(z, \mathbf{R}, \mathbf{k}) = W_{\perp} \left(z = 0, \mathbf{R} - z \frac{\mathbf{k}}{k_0}, \mathbf{k} \right), \quad (1.91)$$

²⁷Nous verrons en effet que le fait que $\rho_0 > \lambda_0$ implique que la longueur du speckle $L_R \gg \lambda_0$.

²⁸Nous discutons de la validité de ce type d'équation dans les régimes qui nous intéressent dans la Sec. 1.6.1.

d'où il vient, par transformée de Fourier inverse :

$$\Gamma_{\perp}(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{(2\pi)^D} \int W_{\perp} \left(z = 0, \mathbf{R} - z \frac{\mathbf{k}}{k_0}, \mathbf{k} \right) \exp(i \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}) d\mathbf{k}. \quad (1.92)$$

Ainsi, si l'on considère la propagation d'un faisceau spatialement lissé dans le vide ou dans un milieu homogène, la distribution de Wigner au meilleur foyer contient toute l'information sur les propriétés de cohérence transverse.

Prenons l'exemple d'un faisceau Gaussien dont la fonction de corrélation du champ électrique au meilleur foyer s'écrit sous la forme :

$$\Gamma_{\perp}(z = 0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \langle I \rangle \exp \left(-\frac{\mathbf{R}^2}{2L_0^2} \right) \exp \left(-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2\rho_0^2} \right). \quad (1.93)$$

La fonction de corrélation en tout z est obtenue à partir de l'Eq. (1.92) :

$$\Gamma_{\perp}(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{\langle I \rangle}{w(z)} \exp \left(-\frac{\mathbf{R}^2}{2L^2(z)} - \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2\rho_c^2(z)} + i k_0 \frac{\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\rho}}{f(z)} \right), \quad (1.94)$$

où $L(z) = L_0 \sqrt{w(z)}$, $\rho_C(z) = \rho_0 \sqrt{w(z)}$, $f(z) = -w(z) z_R/z$ et $w(z) = 1 + z^2/z_R^2$. La longueur caractéristique $z_R = k_0 \rho_0 L_0$ est appelée longueur de Rayleigh du faisceau. C'est sur cette longueur que la largeur totale du faisceau et la largeur de cohérence du faisceau sont modifiées lors de la propagation dans le vide.

A ce niveau, nous pouvons définir le nombre de modes transverses comme le rapport $L(z)/\rho_C(z)$. Nous obtenons que ce nombre est conservé au cours de la propagation dans un milieu ne présentant pas de fluctuations de l'indice optique.

Corrélations longitudinales

Nous cherchons maintenant à établir la longueur de cohérence longitudinale du laser en un plan z donné pour lequel nous connaissons les propriétés de cohérence transverse. Des équations (1.85) et (1.86), il découle :

$$\begin{aligned} & (\partial_{z_1} - \partial_{z_2}) E(z_1, \mathbf{r}_1) E^*(z_2, \mathbf{r}_2) \\ & - \frac{i}{2k_0} (\partial_{\mathbf{r}_1}^2 + \partial_{\mathbf{r}_2}^2) E(z_1, \mathbf{r}_1) E^*(z_2, \mathbf{r}_2) = 0. \end{aligned} \quad (1.95)$$

En introduisant $Z = (z_1 + z_2)/2$, $\zeta = z_1 - z_2$, $\partial_{z_1} - \partial_{z_2} = 2 \partial_{\zeta}$ et $\partial_{\mathbf{r}_1}^2 + \partial_{\mathbf{r}_2}^2 = \partial_{\mathbf{R}}^2/2 + 2 \partial_{\boldsymbol{\rho}}^2$, nous en déduisons :

$$2 \partial_{\zeta} \Gamma_{sp}(Z, \zeta, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) - \frac{i}{2k_0} \left(\frac{1}{2} \partial_{\mathbf{R}}^2 + 2 \partial_{\boldsymbol{\rho}}^2 \right) \Gamma_{sp}(Z, \zeta, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = 0, \quad (1.96)$$

soit pour un faisceau dont l'enveloppe transverse est infinie ($\partial_{\mathbf{R}} \simeq 0$) :

$$\partial_{\zeta} \Gamma_{sp}(Z, \zeta, \boldsymbol{\rho}) - \frac{i}{2k_0} \partial_{\boldsymbol{\rho}}^2 \Gamma_{sp}(Z, \zeta, \boldsymbol{\rho}) = 0. \quad (1.97)$$

Cette équation décrit l'évolution pour Z donné de la corrélation entre les champs électriques en $Z + \zeta/2$ et $Z - \zeta/2$ où $\zeta \ll Z$. La solution de l'Eq. (1.97) se met sous la forme :

$$\Gamma_{sp}(Z, \zeta, \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{(2\pi)^D} \int d\mathbf{k} \widetilde{\Gamma}_{sp}(Z, \zeta = 0, \mathbf{k}) \exp\left(-\frac{i}{2k_0} \mathbf{k}^2 \zeta + i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}\right), \quad (1.98)$$

où $\widetilde{\Gamma}_{sp}(Z, \zeta = 0, \mathbf{k})$ n'est autre que la fonction de Wigner du faisceau au meilleur foyer. Ainsi, en considérant un faisceau tel que défini par l'Eq. (1.93) pour laquelle $L_0 \rightarrow \infty$, en ne considérant que les corrélations longitudinales (*i.e.* que nous prenons $\boldsymbol{\rho} = 0$), nous obtenons la fonction de corrélation longitudinale :

$$\Gamma_{\parallel}(t, Z, \zeta) = \frac{\langle I(t) \rangle}{(1 + i\zeta/L_R)^{D/2}}, \quad (1.99)$$

où $L_R = k_0 \rho_0^2$ apparaît comme la longueur de corrélation du champ électrique au meilleur foyer. Dans la suite de ce travail, nous l'appelons longueur de Rayleigh du speckle. Un calcul prenant en compte l'enveloppe finie du faisceau est proposé dans la Réf. [Garnier 03a] et établit que cette longueur de corrélation évolue lors de la propagation dans le vide sur la longueur de Rayleigh du faisceau Z_R .

L'ensemble des résultats présentés ici montre à quel point il est important de connaître la fonction de Wigner du faisceau au meilleur foyer. Elle contient en effet toutes les informations concernant la propagation du faisceau dans le vide, où dans tout milieu ne présentant pas de fluctuations de l'indice optique.

Propriétés des maxima locaux de l'intensité

Il n'est pas évident, *a priori*, de faire un lien entre les fonctions de corrélation précédemment introduites et les propriétés des speckles eux-mêmes. La référence [Rose 92] tente de remédier à ce problème.

En se basant sur la théorie des champs aléatoires développée dans la Réf. [Adler 81], les auteurs en déduisent une expression du nombre de maxima locaux d'intensité, *i.e.* de speckle, ayant une intensité au delà d'une certaine valeur seuil. Dans la référence [Garnier 99], cette estimation est corrigée en prenant en compte que les champs sont à valeur complexe. Le nombre de points chauds dans un volume donné, ayant une intensité supérieure à l'intensité I est :

$$N\left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right) = \alpha \left[\left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right)^{3/2} + \frac{3}{10} \left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right)^{1/2} \right] \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right), \quad (1.100)$$

où α est une constante dépendant de la géométrie de l'optique utilisée. Cette expression est en très bon accord avec les simulations numériques [Garnier 99, Walraet 03a] pour les points chauds ayant une intensité $> 2 \langle I \rangle$. Cette observation nous amène à définir,

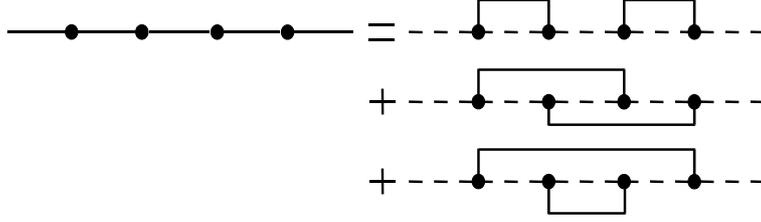


FIG. 1.2 – Représentation de la décomposition d’une fonction de corrélation à quatre champs en une somme de produits de corrélations binaires à deux champs pour une variable aléatoire suivant une statistique Gaussienne.

de manière plus restrictive, un speckle comme un maximum local de l’intensité laser supérieur à deux fois l’intensité moyenne.

La référence [Rose 92] nous fournit aussi le lien entre la fonction de corrélation spatiale du champ électrique et la forme des speckles : la variation d’intensité autour d’un maximum local est donnée par la fonction de corrélation en intensité du laser :

$$\Gamma_I(\zeta, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle I \left(z + \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) I \left(z - \frac{\zeta}{2}, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) \right\rangle. \quad (1.101)$$

En exprimant l’intensité comme le carré du module du champ électrique dans l’équation précédente, nous voyons apparaître que la fonction de corrélation en intensité du laser est une fonction de corrélation du quatrième ordre en champ électrique. L’hypothèse de statistique Gaussienne nous permet de décomposer ces corrélations à quatre champs en une somme de produit de corrélations à deux champs (*cf.* Fig. 1.2). En nous rappelant que la fonction de corrélation $\langle E(z_1, \mathbf{r}_1) E(z_2, \mathbf{r}_1) \rangle$ est nulle, nous obtenons :

$$\Gamma_I(\zeta, \boldsymbol{\rho}) = \langle I \rangle^2 + |\Gamma_{sp}(\zeta, \boldsymbol{\rho})|^2. \quad (1.102)$$

De cette équation, nous retrouvons immédiatement que le contraste $(\Gamma_I(\mathbf{0}, 0) - \langle I \rangle^2)^{1/2} / \langle I \rangle$ vaut 1. Pour ce qui est de la variation de l’intensité autour d’un maximum local, nous obtenons qu’elle se comporte comme le module au carré de la fonction de corrélation du champ électrique.

Ainsi, pour un faisceau Gaussien tel que décrit par la fonction de corrélation (1.93), l’intensité au niveau du point chaud varie comme $\exp(-\boldsymbol{\rho}^2/\rho_0^2)$ dans la direction transverse et comme $(1 + z^2/L_R^2)^{-1}$ dans la direction de propagation. La longueur de Rayleigh L_R du point chaud est donc la demi-largeur à mi-hauteur du speckle en intensité, dans la direction longitudinale. Dans le cas d’une optique carrée, la largeur de cohérence ρ_C qui apparaît dans l’Eq. (1.84) n’est autre que le rayon au premier zéro en intensité du speckle.

Intérêt du lissage spatial

Récapitulons maintenant les intérêts principaux du lissage spatial. Tout d'abord, il permet d'obtenir une tache focale aux propriétés moyennes reproductibles (largeurs de la tache et des speckles, longueurs de Rayleigh *etc...*) et aux maxima d'éclairement limités. Ceci n'est pas possible à partir du faisceau générique à haute énergie du fait des aberrations dans la chaîne laser. Cette maîtrise accrue de l'éclairement laser est nécessaire au contrôle de l'irradiation de la cible en vue de sa mise en vitesse.

En plus de cet effet sur l'hydrodynamique, le lissage spatial permet de limiter les instabilités paramétriques. La plupart de ces instabilités sont en effet des processus résonnants qui vérifient des conditions de couplage sur les vecteurs d'onde et fréquence. Le lissage spatial, en introduisant une liberté sur la direction du vecteur d'onde de pompe *via* l'élargissement de l'ouverture angulaire du laser rend les conditions de résonance pour un mode donné plus difficilement vérifiées. Le taux de croissance de ce mode s'en trouve réduit. D'autre part, lors de sa propagation dans un plasma, un faisceau lissé crée des perturbations des densité et température électroniques. Or les conditions de couplage des différents modes ne peuvent être satisfaites que dans des conditions de plasma bien spécifiques. Les fluctuations de la pression induites par le laser vont donc réduire les conditions de couplage en espace et limiter la croissance des instabilités. La Réf. [Montgomery 98] montre l'effet de ces fluctuations sur les rétro-diffusions Brillouin et Raman. Cet effet est aussi à l'origine du modèle dit de speckles indépendants [Rose 94] qui considère qu'une instabilité de rétrodiffusion ne peut être amplifiée de manière résonnante que dans un même point chaud. La réflectivité totale est alors obtenue comme la somme des réflectivités sur l'ensemble des points chauds. De nombreux modèles sont basés sur cette hypothèse [Tikhonchuk 96, Mounaix 00]. Enfin, du point de vue de l'instabilité d'autofocalisation, le lissage spatial est particulièrement intéressant car il permet de contrôler la puissance véhiculée par les speckles et donc l'importance de cette instabilité.

L'effet du lissage spatial sur les réflectivités Brillouin [Tikhonchuk 96], Raman [Guzdar 93, Fernandez 97] et sur l'instabilité de filamentation [Schmitt 88, Labaune 92] a été largement étudié. Le meilleur contrôle de la distribution de l'intensité laser par ces techniques de lissage spatial a permis une plus grande maîtrise de l'hydrodynamique [Kato 84].

1.4.2 Le lissage temporel

Principe du lissage optique : la réduction du contraste intégré

Le lissage purement spatial décrit ci-avant n'est pas toujours suffisant. En effet, la figure de tavelure obtenue à partir du lissage spatial du faisceau présente de fortes in-

homogénéités d'éclairage. Ces inhomogénéités induisent des défauts dans la pression appliquée à la coquille. Une fois imprimés, ces défauts peuvent alors servir de germe pour le développement d'instabilités hydrodynamiques. De plus, le lissage purement spatial permet une limitation des instabilités paramétriques, mais ne garantit pas leur suppression. Sur les installations telles que la LIL ou le LMJ, la cohérence temporelle du faisceau est réduite par des techniques de lissage temporel. Ce lissage temporel consiste à additionner au cours du temps et en intensité des figures de tavelures décorréélées les unes des autres. Dès lors, la distribution d'intensité moyennée sur un temps $T \simeq N \tau_v$, où N est le nombre de figures de tavelures successives et τ_v est leur temps de vie, s'écrit :

$$I_T(\mathbf{r}) = \frac{1}{T} \int_0^T I(t, \mathbf{r}) dt = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(\mathbf{r}), \quad (1.103)$$

où chaque figure $I_k(\mathbf{r})$ suit une loi de probabilité exponentielle avec une intensité moyenne instantanée $\langle I \rangle$. La probabilité que l'intensité moyennée temporellement $I_T = I$ est donnée par la fonction de probabilité :

$$p(I) = p \left(I_1 \leq I, I_2 \leq I - I_1, \dots, I_N = I - \sum_{k=1}^{N-1} I_k \right). \quad (1.104)$$

Les figures de tavelures successives étant décorréélées, la fonction de probabilité se factorise sous la forme :

$$p(I) = p(I_1 \leq I) p(I_2 \leq I - I_1) \dots p \left(I - \sum_{k=1}^{N-1} I_k \right), \quad (1.105)$$

soit en prenant une loi de probabilité exponentielle pour chaque figure de tavelure :

$$p(I) = \frac{S_N(I)}{\langle I \rangle^N} \exp \left(-N \frac{I}{\langle I \rangle} \right), \quad (1.106)$$

où :

$$S_N(I) = \int_0^I dI_1 \int_0^{I-I_1} dI_2 \dots \int_0^{I-\sum_{k=1}^{N-2} I_k} dI_{N-1}. \quad (1.107)$$

Remarquons que $dS_N(I)/dI = S_{N-1}(I)$, nous pouvons alors montrer par récurrence que $S_N(I) = I^{N-1}/(N-1)!$. Il vient que l'intensité moyennée en temps d'un faisceau temporellement lissé suit une loi de probabilité :

$$p(I) = \frac{I^{N-1}}{(N-1)! \langle I \rangle^N} \exp \left(-N \frac{I}{\langle I \rangle} \right). \quad (1.108)$$

Nous définissons maintenant le contraste intégré en temps par :

$$C_T = \frac{\langle I_T^2 \rangle - \langle I_T \rangle^2}{\langle I_T \rangle^2}. \quad (1.109)$$

Il vient que le contraste de l'intensité intégrée sur le temps $T \simeq N \tau_v$ décroît avec le nombre de figures de tavelures superposées comme²⁹ $C_T = 1/\sqrt{N}$.

L'un des intérêts du lissage temporel, notamment pour ce qui est de lutter contre l'ensemencement des instabilités hydrodynamique, est de réduire au maximum ce contraste intégré qui caractérise le degré d'inhomogénéité de la distribution d'intensité intégrée en temps. Réduire le contraste se fait en augmentant le nombre de figures de tavelures indépendantes.

Mise en oeuvre du lissage temporel

Le lissage temporel d'un faisceau laser initialement monochromatique consiste tout d'abord à imposer à ce faisceau une modulation de la phase temporelle, *i.e.* à élargir son spectre de fréquence. Pour cela, il est généralement fait appel à un modulateur de phase qui ajoute au champ électrique une phase temporelle :

$$\phi_s(t) = \beta_m \sin(2\pi \nu_m t), \quad (1.110)$$

lorsque le modulateur est sinusoïdal ou une phase aléatoire $\phi_r(t)$ suivant une loi de probabilité Gaussienne et telle que :

$$\langle \phi_r(t) \rangle = 0, \quad (1.111)$$

$$\langle \phi_r(t) \phi_r(t') \rangle = \frac{\beta_m^2}{2} \exp(-2\pi \nu_m^2 (t - t')^2), \quad (1.112)$$

lorsque le modulateur est à phase aléatoire [Garnier 97]. La quantité β_m est appelée profondeur de modulation alors que ν_m est la fréquence de modulation. Dans le cas d'une modulation sinusoïdale de la fréquence, le spectre du laser est discret : il contient $2\beta_m$ raies importantes autour de la pulsation ω_0 espacées de $2\pi \nu_m$. Le modulateur de phase aléatoire génère, au contraire, un spectre continu de largeur à mi-hauteur (FWHM, Full Width at Half Maximum) $\simeq 2\pi \sqrt{\ln 2} \beta_m \nu_m$ [Videau 98]. Dans les deux cas, en considérant des intervalles de temps τ courts devant le temps de modulation ν_m^{-1} , les fonctions de corrélation pour les phases $\phi_s(t)$ et $\phi_m(t)$ se réduisent à :

$$\langle \phi_s(t) \phi_s(t + \tau) \rangle \simeq \frac{\beta_m^2}{2} \langle \cos(2\pi \nu_m \tau) \rangle \rightarrow \frac{\beta_m^2}{2} (1 - 2\pi^2 \nu_m^2 \tau^2) \quad (1.113)$$

$$\langle \phi_r(t) \phi_r(t + \tau) \rangle = \frac{\beta_m^2}{2} \exp(-2\pi \nu_m^2 \tau^2) \rightarrow \frac{\beta_m^2}{2} (1 - 2\pi^2 \nu_m^2 \tau^2) \quad (1.114)$$

²⁹A ce niveau, nous revenons sur le fait que le lissage spatial donne lieu à une distribution du champ électrique du laser suivant une statistique Gaussienne et à un contraste instantané de 1. Ce n'est pas le cas pour le lissage par double polarisation [Videau 98]. Cette technique consiste à additionner instantanément deux figures de tavelures indépendantes car de polarisation différente. Le même raisonnement que celui présenté ici pour une sommation temporelle montre alors que le contraste obtenu avec un tel lissage est réduit à $1/\sqrt{2}$.

où la moyenne statistique a été assimilée à une moyenne temporelle, du fait de l'ergodicité du processus. Nous pouvons alors écrire que la fonction de corrélation temporelle du champ électrique $\Gamma_t(T, Z, \mathbf{R}, \tau)$ s'écrit sous la forme³⁰ :

$$\Gamma_t(T, Z, \mathbf{R}, \tau) = |E|^2(T, Z, \mathbf{R}) \left\langle \exp [i C_f (\phi_{s/r}(T + \tau/2) - \phi_{s/r}(T - \tau/2))] \right\rangle \quad (1.115)$$

où $C_f = 1$ si le faisceau est à sa fréquence naturelle, $C_f = 2$ si le faisceau est doublé en fréquence après le modulateur *etc...* En considérant que la phase $\phi_{s/r}(t)$ suit un processus Gaussien, il vient³¹ :

$$\Gamma_t(T, Z, \mathbf{R}, \tau) = |E|^2(T, Z, \mathbf{R}) \exp (-\pi^2 C_f^2 \beta_m^2 \nu_m^2 \tau^2) . \quad (1.116)$$

En considérant $\Gamma_t(T, Z, \mathbf{R}, \tau) \propto \exp(-\tau^2/(2\tau_c^2))$, nous voyons apparaître que le temps de cohérence du laser est intimement lié à la largeur spectrale de la source laser. Il s'écrit sous la forme $\tau_c = (\sqrt{2} \pi C_f \beta_m \nu_m)^{-1}$. Dans les conditions de base pour le LMJ, le faisceau est triplé en fréquence $C_f = 3$, la profondeur de modulation est $\beta_m = 3$ et la fréquence de modulation est $\nu_m = 14$ GHz. Dès lors, le temps de cohérence est $\tau_c \simeq 1.8$ ps.

Le faisceau laser large-bande est alors focalisé par un élément chromatique qui disperse spatialement les différentes fréquences alors qu'une phase spatiale aléatoire est superposée par les techniques décrites ci-avant pour obtenir, dans le champ lointain, différentes figures de tavelures qui se succèdent dans le temps.

Au cours des vingt dernières années, de nombreuses techniques pour le lissage optique ont été développées. Certaines, comme le lissage par dispersion spectrale où le lissage par fibre optique peuvent être simulées par le code d'interaction PARAX [Riazuelo 98, Riazuelo 00, Walraet 03a].

Intérêt du lissage temporel

Récapitulons maintenant les intérêts principaux du lissage temporel, lesquels découlent d'une part du lissage de la distribution d'intensité au cours du temps, d'autre part de l'élargissement du spectre laser.

La distribution d'intensité intégrée sur plusieurs temps de cohérence est lissée : son contraste intégré diminue. Cette observation est particulièrement intéressante pour ce qui est des instabilités hydrodynamiques, car elle implique une diminution de l'imprint. Aussi, le temps de vie des points chauds étant réduit à quelques picosecondes seulement, les instabilités paramétriques, et notamment l'instabilité de filamentation

³⁰Remarquons qu'après conversion de fréquence, nous retrouvons dans le spectre temporel du laser non pas $2\beta_m + 1$ raies mais $2C_f\beta_m + 1$ raies.

³¹Nous utilisons ici le fait que pour un processus Gaussien ϕ , $\langle \exp(i\phi) \rangle = \exp(-\sigma_\phi^2/2)$, où σ_ϕ est l'écart-type du processus ϕ .

et la diffusion Brillouin stimulée ³², n'ont plus le temps de se développer. Enfin, pour une raison similaire à la réduction des taux de croissance des instabilités du fait du lissage spatial, l'introduction d'une liberté dans la fréquence de l'onde de pompe du fait du lissage temporel a pour effet de réduire les instabilités de rétro-diffusion.

A ce niveau, faisons une remarque importante sur les termes de temps de cohérence et temps de vie. Le temps de vie d'un speckle peut être défini comme la durée de l'éclairement laser en un point suivant le mouvement du speckle. Cette notion permet de prendre en compte le fait qu'un speckle puisse non pas s'éteindre, mais se déplacer au cours du temps. Il n'est alors pas impossible qu'une instabilité paramétrique continue à se développer en suivant son mouvement. Le temps de cohérence, quant à lui, rend compte de l'aptitude du point chaud à interférer avec lui même. Ce temps est inversement proportionnel à la largeur spectrale du laser. C'est lui qui influe sur le couplage résonnant donnant lieu aux instabilités paramétriques. Dans le cas de la plupart des techniques de lissage optique, ces temps sont très proches. Nous voyons cependant dans le prochain chapitre, qu'il existe des cas pour lesquels ces deux temps diffèrent fortement.

L'effet du lissage temporel sur la filamentation et l'autofocalisation dans les régimes caractéristiques de la FCI [Riazuelo 00], les instabilités de rétrodiffusions Brillouin [Mounaix 00] et Raman [Montgomery 96] ou même sur la réponse hydrodynamique du plasma [Lehmberg 83, Emery 91] a été largement étudié.

1.5 Couplage d'ondes et instabilités paramétriques

Dans cette section, nous montrons comment le couplage de différentes ondes peut mener à une situation instable dans le sens où certaines quantités vont croître spatialement et/ou temporellement. Nous présentons ici des techniques qui permettent de décrire la phase linéaire de l'instabilité. Nous les appliquons aux cas de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant et de la filamentation. Elles servent aussi à la description des phases linéaires de croissance de nombreuses instabilités découlant du couplage de différentes ondes [Dautray 94].

1.5.1 Mise en équation

Considérons le champ électrique $E(t, z, \mathbf{r})$ d'une onde électromagnétique se propageant dans une direction z et vérifiant les conditions (1.57) et (1.59) relatives à l'approximation d'enveloppe spatio-temporelle. Dans l'espace de Fourier pour la com-

³²L'instabilité Raman n'est pas très sensible à cet effet car elle croît sur des temps plus courts que le temps de cohérence laser.

posante spatiale transverse, un tel champ satisfait à l'équation paraxiale³³ :

$$\left(\partial_z + \frac{i}{2k_0} \mathbf{k}^2\right) \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}) = -i \kappa_1 \int d\mathbf{k}' \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k} - \mathbf{k}') \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}'), \quad (1.117)$$

où $\kappa_1 = k_0 n_0 / (2n_c)$. Cette équation découle de celle précédemment établie (1.66) appliquée à l'onde électromagnétique et où nous avons négligé l'amortissement de l'onde électromagnétique par Bremsstrahlung inverse³⁴ et la variation temporelle dans le membre de gauche³⁵. La perturbation de la densité de plasma $\widetilde{\delta n}$ est quant à elle décrite dans le cadre de l'Eq. (1.39) d'onde acoustique exprimée dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale transverse :

$$(\partial_t^2 + 2\nu_a \partial_t + c_s^2 \mathbf{k}^2) \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}) = -\kappa_2 A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 \int d\mathbf{k}' \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}') \widetilde{E}^*(t, z, \mathbf{k}' - \mathbf{k}), \quad (1.118)$$

où $\kappa_2 = (c n_c T_e)^{-1}$ et l'opérateur A_k est celui permettant la prise en compte des effets thermiques. Décomposons alors le champ électrique en une composante $\widetilde{E}_0(\mathbf{k})$ qui rend compte des propriétés de l'onde incidente *i.e.* de l'onde de pompe, et une composante perturbée $\widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k})$, qui rend compte du champ diffusé. Nous supposons que l'onde de pompe reste inchangée au cours de la propagation, *i.e.* que nous négligeons les effets de diffraction et de déplétion et nous limitons notre étude à la phase linéaire de l'instabilité. La linéarisation des Eqs. (1.117) et (1.118) donne lieu au système d'équations couplées :

$$\left(\partial_z + \frac{i}{2k_0} \mathbf{k}^2\right) \widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k}) = -i \frac{\kappa_1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_p \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k} - \mathbf{k}_p) \widetilde{E}_0(\mathbf{k}_p), \quad (1.119)$$

$$\left(\partial_z - \frac{i}{2k_0} \mathbf{k}^2\right) \widetilde{E}_1^*(t, z, -\mathbf{k}) = +i \frac{\kappa_1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_p \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k} + \mathbf{k}_p) \widetilde{E}_0^*(\mathbf{k}_p), \quad (1.120)$$

$$\begin{aligned} (\partial_t^2 + 2\nu_a \partial_t + c_s^2 \mathbf{k}^2) \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}) = & -\frac{\kappa_2}{(2\pi)^2} A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 \int d\mathbf{k}_p \left[\widetilde{E}_1^*(t, z, \mathbf{k}_p - \mathbf{k}) \widetilde{E}_0(\mathbf{k}_p) \right. \\ & \left. + \widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k}_p + \mathbf{k}) \widetilde{E}_0^*(\mathbf{k}_p) \right]. \end{aligned} \quad (1.121)$$

Les deux premières équations (1.119) et (1.120) gouvernent respectivement l'évolution des composantes Stokes et anti-Stokes du champ électrique couplées *via* l'onde de pompe \widetilde{E}_0 à l'onde acoustique $\widetilde{\delta n}$, laquelle obéit à l'Eq. (1.121).

Nous allons maintenant nous intéresser à deux processus distincts de diffusion vers l'avant, selon que le couplage avec l'onde anti-Stokes est ou non pris en compte.

³³Attention, nous avons changé de notation. La quantité δn apparaissant ici est la perturbation de densité de plasma normalisée à la densité moyenne n_0 et telle que $\delta n \ll 1$.

³⁴Cette hypothèse est justifiée dans les conditions de plasma qui nous intéressent, à savoir, une densité inférieure ou de l'ordre de dix pourcents de la densité de coupure et des températures de plusieurs centaines d'électron-volts.

³⁵Nous revenons sur la validité de cette hypothèse à la fin de ce chapitre, Sec. 1.6.1.

1.5.2 Instabilité de diffusion Brillouin vers l'avant

L'évolution de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant (FSBS, pour *Forward Stimulated Brillouin Scattering*) est obtenue en ne retenant que les Eqs. (1.119) et (1.121) qui décrivent le couplage résonnant de l'onde diffusée Stokes \widetilde{E}_1 et de l'onde acoustique $\widetilde{\delta n}$ via l'onde de pompe \widetilde{E}_0 (seul le second terme faisant intervenir l'onde Stokes est pris en compte dans le membre de droite de l'Eq. (1.121)). Nous étudions tout d'abord cette instabilité en considérant que l'onde de pompe est cohérente, puis nous présentons la technique permettant de prendre en compte une pompe partiellement incohérente. Dans l'ensemble de nos calculs, nous conservons le coefficient A_k qui permet la prise en compte des effets thermiques dans l'instabilité.

FSBS avec une onde de pompe cohérente

La première situation à laquelle nous nous intéressons est celle où l'onde de pompe a une direction donnée \mathbf{k}_0 , *i.e.* qu'elle a un spectre transverse très étroit $\widetilde{E}_0(\mathbf{k}) = (2\pi)^2 \widetilde{E}_0 \delta(\mathbf{k})$. Cette situation correspond à un faisceau cohérent et l'intégrale dans le membre de droite des équations couplées (1.119) et (1.121) est immédiate.

Nous nous intéressons à l'évolution spatio-temporelle de l'onde diffusée E_1 . Pour cela, écrivons dans l'espace de Fourier³⁶ pour le temps t les Eqs. (1.119) et (1.121). Nous déduisons de la seconde l'expression de $\widetilde{\delta n}(\omega, z, \mathbf{k})$ que nous injectons dans la première. L'expression du champ $\widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k})$ s'obtient alors par transformée de Fourier inverse :

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k}) &= \frac{\widetilde{E}_1(0, 0, \mathbf{k})}{2\pi} \exp\left(-i \frac{\mathbf{k}^2}{2k_0} z\right) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \exp\left(-i \kappa_1 \kappa_2 I_0 \frac{A_k c_s^2 \mathbf{k}^2}{\omega^2 + 2i\omega\nu_a - c_s^2 \mathbf{k}^2} z - i\omega t\right), \end{aligned} \quad (1.122)$$

où $\widetilde{E}_1(0, 0, \mathbf{k})$ est le germe électromagnétique à partir duquel croît l'instabilité. Nous proposons une étude asymptotique de cette intégrale dans le plan complexe et mettons en évidence l'existence de trois types de comportement.

Le premier comportement que nous rencontrons apparaît sur des temps t courts de sorte que la fréquence ω dans l'Eq. (1.122) est très grande devant les fréquences $c_s|\mathbf{k}|$ et ν_a . Nous sommes alors amenés à calculer une intégrale de la forme $\int d\omega \exp(i\phi(\omega))$, où la phase $\phi(\omega) = -\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 z / \omega^2 - \omega t$. La méthode dite d'approximation du point de selle³⁷ permet d'obtenir le comportement asymptotique de cette intégrale

³⁶Ici, nous utilisons la transformation de Fourier plutôt que la transformation de Laplace car nous nous intéressons au comportement asymptotique en temps.

³⁷Cette méthode est présentée dans l'Annexe B. Dans la terminologie anglo-saxonne, elle est appelée *method of the steepest descent* ou encore *saddle point approximation*.

dans la limite où $\text{Im } \phi(\omega) \ll -1$. Elle consiste à chercher les fréquences ω_r du plan complexe tels que $\phi(\omega_r)$ soit un extremum. Dans le cas présent, nous rencontrons trois fréquences ω_r qui annulent la variation de la phase $\phi'(\omega_r)$. De ces trois fréquences, seule une contribue de sorte que $\text{Im } \phi(\omega) < 0$. Dans la limite asymptotique pour laquelle $\text{Im } \phi(\omega_r) \ll -1$, cette fréquence donne la contribution principale à l'intégrale sur les fréquences et permet de trouver la croissance de l'onde diffusée sous la forme :

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k}) &= \frac{\widetilde{E}_1(0, 0, \mathbf{k})}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{2 \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 z}{3^3 t^4} \right)^{1/6} \\ &\times \exp \left(\left[\frac{3^{9/2}}{2^5} \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 z t^2 \right]^{1/3} \right) \exp(i \psi_1(z, t)), \end{aligned} \quad (1.123)$$

où $\psi_1(z, t)$ est une phase variant au cours du temps et de l'espace et qui nous importe peu. La condition $\omega_r \gg c_s |\mathbf{k}|$ est vérifiée pour des temps tels que $t \ll \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k z / (c_s |\mathbf{k}|)$. Sous cette condition, l'onde diffusée croît en espace et en temps comme indiqué par l'Eq. (1.123). Ce régime est appelé régime de couplage fort. Si le gain correspondant est important, l'analyse linéaire de l'instabilité s'arrête là. Dans le cas contraire, pour des temps ou distances de propagation plus importants, l'instabilité passe dans une deuxième phase.

Cette deuxième phase se développe sur des temps suffisamment longs pour que les ondes acoustiques mises en jeu vérifient l'équation de dispersion des ondes acoustiques $\omega \simeq \pm c_s |\mathbf{k}|$ mais trop courts pour que l'effet de l'amortissement des ondes acoustiques modifie l'instabilité³⁸. Nous pouvons alors négliger ν_a dans l'Eq. (1.122). L'intégrale dans le plan complexe a deux contributions distinctes, l'une due à la singularité en $\omega = c_s |\mathbf{k}|$, l'autre pour $\omega = -c_s |\mathbf{k}|$. Autour de ces singularités, la phase varie comme :

$$\phi_{\pm}(\omega) = \pm \frac{\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s^2 \mathbf{k}^2 z}{2 c_s |\mathbf{k}| (\omega \pm c_s |\mathbf{k}|)} - \omega t. \quad (1.124)$$

La même analyse que celle précédemment effectuée nous permet de montrer que la singularité $\omega \simeq c_s |\mathbf{k}|$ n'amène aucune situation instable. Seule la singularité en $\omega \simeq -c_s |\mathbf{k}|$ donne lieu à une croissance spatiale et temporelle de l'onde diffusée, comme :

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_1(t, z, \mathbf{k}) &= \frac{\widetilde{E}_1(0, 0, \mathbf{k})}{2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s |\mathbf{k}| z}{2 t^3} \right)^{1/4} \\ &\times \exp \left(\sqrt{2 \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k c_s |\mathbf{k}|} t z + i \psi_2(z, t) \right), \end{aligned} \quad (1.125)$$

où nous avons introduit la phase $\psi_2(z, t)$ qui n'est pas explicitée car étant un simple terme de phase. Nous voyons ainsi clairement que l'onde électromagnétique est diffusée

³⁸Cette notion de temps court du point de vue de l'amortissement des ondes acoustiques sera explicitée dans le Chap. 4 de ce manuscrit.

vers le rouge. Ce comportement apparaît pour des temps tels que $\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k z \ll c_s |\mathbf{k}| t \ll c_s |\mathbf{k}| / \nu_a$. Ce régime transitoire est dit de couplage faible.

Si nous considérons maintenant l'évolution de l'instabilité sur des temps longs³⁹, seuls contribuent à l'Eq. (1.122) les fréquences $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|$. Une croissance purement spatiale de l'onde diffusée à la fréquence ω est alors observée :

$$\widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k}) = \widetilde{E}_1(0, 0, \mathbf{k}) \exp\left(-\frac{\kappa_1 \kappa_2}{2} I_0 A_{\omega/c_s} \frac{\omega}{\nu_a} z - i \omega t - i \frac{\mathbf{k}^2}{2 k_0} z\right). \quad (1.126)$$

Dans ce régime de croissance convective de l'instabilité, l'onde est diffusée vers les fréquences $\omega = -c_s |\mathbf{k}|$, *i.e.* vers le rouge. Un taux de croissance spatial $q_{coh}^{conv} = (\kappa_1 \kappa_2 / 2) I_0 A_{\omega/c_s} \omega / \nu_a$ peut être établi tel que l'intensité de l'onde diffusée croît comme $|E_1|^2 \propto \exp(2 q_{coh}^{conv} z)$.

Une description détaillée de cette instabilité de FSBS est proposée dans la Réf. [Eliseev 97]. Dans la Réf. [Michel 03a], l'auteur utilise une méthode différente permettant d'obtenir rapidement les taux de croissance spatiaux ou temporels pour cette instabilité.

Prise en compte d'une largeur de cohérence finie de l'onde de pompe

Nous allons maintenant présenter un résultat obtenu dans la Réf. [Maximov 01] pour la description de la phase linéaire de l'instabilité de FSBS en présence d'une pompe spatialement incohérente. Les auteurs de ce travail propose d'utiliser les techniques de phases aléatoires (RPA, pour *Random Phase Approximation*) pour modéliser l'évolution de l'intensité de l'onde laser diffusée $\langle |\widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k})|^2 \rangle$. Nous présentons ici leur résultat car il met en évidence les effets caractéristiques d'une largeur spectrale de l'onde de pompe sur la croissance de l'instabilité. Nous revenons largement sur ce résultat dans le Chap. 4 et montrons notamment qu'il est incomplet.

Ecrivons, dans l'espace de Fourier pour le temps t , les Eqs. (1.119) et (1.121). Nous obtenons facilement l'expression pour les fluctuations de densité $\widetilde{\delta n}(\omega, z, \mathbf{k})$ que nous injectons dans l'équation pour le champ électrique. En multipliant l'équation obtenue par $\widetilde{E}_1^*(\omega, t, \mathbf{k})$, et le conjugué de cette équation par $\widetilde{E}_1(\omega, t, \mathbf{k})$, puis en additionnant les deux équations obtenues et en prenant la moyenne statistique, nous obtenons l'équation pour la fonction de corrélation $\langle \widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k}) \widetilde{E}_1^*(\omega, z, \mathbf{k}) \rangle$:

$$\begin{aligned} \partial_z \langle |\widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k})|^2 \rangle = & 2 \frac{\kappa_1 \kappa_2}{(2\pi)^4} \text{Im} \int d\mathbf{k}_s d\mathbf{k}_p \frac{A_{k_s} c_s^2 \mathbf{k}_s^2}{\omega^2 + 2i \omega \nu_a - c_s^2 \mathbf{k}_s^2} \\ & \times \left\langle \widetilde{E}_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}_s) \widetilde{E}_0^*(\mathbf{k}_p) \widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_p) \widetilde{E}_1^*(\omega, z, \mathbf{k}) \right\rangle. \end{aligned} \quad (1.127)$$

Nous voyons ainsi apparaître une fonction de corrélation à quatre champs.

³⁹Dans un sens qui sera ici aussi explicité dans le Chap. 4.

Seules les corrélations $\langle \widetilde{E}_0 \widetilde{E}_0^* \rangle$ et $\langle \widetilde{E}_1 \widetilde{E}_1^* \rangle$ sont retenues dans la Réf. [Maximov 01]. Est alors introduite l'hypothèse selon laquelle seuls les champs de l'onde de pompe ayant un même vecteur d'onde transverse sont corrélés. Cette hypothèse revient à considérer que l'ensemble des modes de la pompe restent indépendants et permet d'approximer la fonction de corrélation pour la pompe dans l'espace des fréquences spatiales par une distribution de Dirac $\langle \widetilde{E}_0(\mathbf{k}_1) \widetilde{E}_0^*(\mathbf{k}_2) \rangle = (2\pi)^2 |\widetilde{E}_0(\mathbf{k}_1)|^2 \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. L'intégration sur \mathbf{k}_p est alors immédiate, il vient :

$$\partial_z \langle |\widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k})|^2 \rangle = -\langle |\widetilde{E}_1(\omega, z, \mathbf{k})|^2 \rangle \frac{2\kappa_1\kappa_2}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_s |E_0|^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_s) \frac{A_{k_s} c_s^2 \mathbf{k}_s^2 2\omega\nu_a}{(\omega^2 - c_s^2 \mathbf{k}_s^2)^2 + 4\omega^2\nu_a^2}.$$

Cette équation décrit l'amplification convective de l'onde diffusée \widetilde{E}_1 au cours de la propagation. Lorsque l'onde de pompe admet un spectre spatial large devant ν_a/c_s , la largeur naturelle de la résonance acoustique sélectionne quels vecteurs d'onde acoustique participent à l'intégrale. Dans le cas d'un faisceau incident Gaussien, tel que défini par l'Eq. (1.93) avec $L_0 \rightarrow +\infty$, nous obtenons l'expression du taux de croissance spatiale de l'instabilité :

$$g_{incoh}^{conv}(\omega, \mathbf{k}) = -\sigma(\omega) \pi \kappa_1 \kappa_2 \langle I_0 \rangle A_{\omega/c_s} \frac{\rho_0^2}{c_s^2} \omega^2 \exp\left(-\frac{\rho_0^2 \mathbf{k}^2}{2} - \frac{\rho_0^2 \omega^2}{2c_s^2}\right) I_0\left(\rho_0 |\mathbf{k}| \frac{\rho_0 \omega}{c_s}\right) \quad (1.128)$$

où $\sigma(\omega)$ vaut 1 si $\omega \geq 0$ et -1 sinon, $\langle I_0 \rangle$ est l'intensité moyenne de l'onde de pompe et I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce. Le taux de croissance est positif et maximum pour $\omega \simeq -c_s |\mathbf{k}|$, *i.e.* qu'il y a diffusion du champ électrique vers le rouge. Si de plus, comme dans la Réf. [Maximov 01], nous nous intéressons à la diffusion hors du cône incident, *i.e.* pour $|\mathbf{k}| > \rho_0^{-1}$, le comportement asymptotique du taux de croissance donne $\mathcal{G}_{\parallel}^{RPA} \simeq \sqrt{\pi/2} \kappa_1 \kappa_2 \langle I_0 \rangle A_{\omega/c_s} \rho_0 \omega / c_s$. Nous obtenons ici le résultat standard de la RPA qui est que le taux de croissance est fortement réduit, d'un facteur $\propto c_s / (\nu_a \rho_0)$ par comparaison au taux de croissance dans l'Eq. (1.126) dans le cas d'une pompe cohérente. C'est à ce résultat que l'on fait habituellement appel pour expliquer la réduction des instabilités de rétro-diffusion dans le cas de faisceaux laser incidents lissés. Nous reviendrons largement sur cette étude dans le Chap. 4 de ce manuscrit.

1.5.3 Instabilité de filamentation

L'instabilité de filamentation est un autre processus qui peut être dangereux pour la propagation du faisceau laser dans le plasma car elle induit un fort étalement angulaire de la lumière transmise. Tout au long de cette thèse, nous nous sommes intéressés à des conditions d'interaction telles que les seuils pour cette instabilité ne soient pas atteints. Nous ne présentons donc ici qu'une méthode permettant d'obtenir rapidement

ses taux de croissance. Une étude plus détaillée de cette instabilité est présentée dans la Réf. [Michel 03a].

La filamentation diffère du FSBS car elle met en jeu deux ondes électromagnétiques, les ondes Stokes et anti-Stokes, se propageant symétriquement et interagissant avec l'onde de pompe *via* une même onde acoustique quasi-statique. Pour sa description, nous devons donc conserver les trois Eqs. (1.119)-(1.121). Nous cherchons alors à établir l'équation de dispersion de l'instabilité. Pour cela, nous écrivons les Eqs. (1.119)-(1.121) dans l'espace de Fourier pour le temps t et la coordonnée longitudinale z . En multipliant l'équation obtenue pour $\delta n(\omega, q, \mathbf{k})$ par l'opérateur $(iq + i\mathbf{k}/(2k_0))(iq - i\mathbf{k}/(2k_0)) = (-q^2 + \mathbf{k}^4/(4k_0^2))$ et en injectant les équations obtenues à partir de (1.119) et (1.120), nous obtenons l'équation de dispersion pour l'instabilité de filamentation :

$$\left(q^2 - \frac{\mathbf{k}^4}{4k_0^2}\right) (\omega^2 + 2i\omega\nu_a - c_s^2 \mathbf{k}^2) = \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k \frac{c_s^2 \mathbf{k}^4}{2k_0}. \quad (1.129)$$

Si l'on s'intéresse à la croissance purement spatiale de l'instabilité, la fréquence ω est nulle et la relation de dispersion (1.129) se simplifie :

$$\frac{q^2}{\mathbf{k}^2} = \frac{\mathbf{k}^2}{4k_0^2} - \frac{\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k}{2k_0}. \quad (1.130)$$

La croissance spatiale de l'instabilité n'est observée que lorsque $\text{Im}q < 0$. Nous voyons ainsi un critère apparaître sous la forme $\mathbf{k}^2/(4k_0^2) < \kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k/(2k_0)$. Ce critère fournit une condition de seuil sur la puissance laser $\propto I_0/\mathbf{k}^2$. Dans le cas purement pondéromoteur⁴⁰ et si le mode transverse principal du laser est $k \simeq 2/\rho_0$ et la puissance véhiculée par ce mode $\pi \rho_0^2 I_0$, nous trouvons que la puissance laser dans ce mode doit excéder un seuil $P_c = (8\pi/k_0^2) cn_c T_e n_c/n_0$. Cette puissance seuil est appelée puissance critique et s'écrit en unités pratiques⁴¹ :

$$P_c[\text{MW}] = 33.6 \frac{T_e[\text{keV}]}{n_0/n_c} \sqrt{1 - n_0/n_c}. \quad (1.131)$$

Dans la suite de ce travail, nous considérons qu'un speckle ayant une puissance supérieure à cette puissance critique est instable du point de vue de la filamentation. Le taux de croissance spatial de l'instabilité est alors obtenu à partir de l'Eq. (1.130) :

$$\mathcal{G}_{fil} = |\mathbf{k}| \left(\frac{\mathbf{k}^2}{4k_0^2} - \frac{\kappa_1 \kappa_2 I_0 A_k}{2k_0} \right)^{1/2}. \quad (1.132)$$

Une étude similaire est présentée dans la thèse [Michel 03a]. Dans la Réf. [Eliseev 97], les auteurs proposent une étude de la filamentation basée sur les mêmes techniques

⁴⁰La prise en compte du terme A_k , *i.e.* des effets thermiques sur la réponse du plasma, a pour effet de baisser le seuil de l'instabilité [Michel 03a].

⁴¹Le terme $\sqrt{1 - n_0/n_c}$ est une correction qui apparaît dans les Réfs. [Dautray 94, Pesme 02].

que celles présentées précédemment pour l'étude de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Enfin, dans la Réf. [Labaune 92], les auteurs présentent une méthode permettant la prise en compte d'une largeur spectrale de l'onde de pompe dans la description de la filamentation. Cette méthode est basée sur l'approximation de Bourret [Dautray 94] qui donne des résultats similaires à l'approche RPA présentée ci-avant dans la phase linéaire de l'instabilité.

1.6 Moyens numériques pour la description de l'interaction laser-plasma : le code d'interaction PARAX

Nous avons présenté dans les sections précédentes les équations permettant de décrire la propagation d'ondes de différents types dans un plasma. De nombreux codes permettent de résoudre les équations couplées pour le champ et la réponse du plasma à différents niveaux d'approximation. Nous devons maintenant choisir laquelle de ces descriptions est la plus appropriée aux phénomènes que nous souhaitons étudier.

1.6.1 Description du champ électrique du laser

Ce travail cherche à rendre compte des modifications des propriétés de cohérence des faisceaux lasers caractéristiques de la FCI lors de leur propagation dans un plasma millimétrique et pour des temps de quelques centaines de picosecondes. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la plus petite échelle temporelle (hors ω_0^{-1}) dans ce type de laser correspond au temps de cohérence. Ce temps, qui est typiquement de quelques picosecondes, est très grand devant le temps d'oscillation du champ électrique ω_0^{-1} , typiquement de quelques femtosecondes. Si l'on raisonne en terme de fréquence, nous sommes amenés à comparer la largeur spectrale du laser⁴² $\Delta\omega$ à ω_0 . Sur les installations LIL ou LMJ, si l'on prend en compte le lissage par SSD, la largeur spectrale du laser $\Delta\omega \simeq 4\pi C_f \beta_m \nu_m \simeq 1580$ GHz est à comparer à la pulsation $\omega_0 \simeq 5.37 \times 10^6$ GHz pour un faisceau triplé en fréquence. Ceci légitime l'utilisation d'une approximation d'enveloppe temporelle pour la description du champ électrique.

Enfin, du point de vue spatial, si l'on s'intéresse à la propagation d'un seul faisceau, nous pouvons définir une direction privilégiée z le long de laquelle la plus petite échelle spatiale (hors k_0^{-1}) est la longueur du speckle $L_R \simeq \pi (f/D)^2 \lambda_0$. Dans les conditions que nous rencontrerons dans ce travail, le nombre d'ouverture $f/D \gtrsim 3$. Ceci implique que l'on peut séparer k_0 des autres fréquences spatiales et justifie l'utilisation d'une enveloppe spatiale pour le champ laser.

⁴²La largeur spectrale du laser est ici la largeur naturelle pour un faisceau monochromatique, ou la largeur après le modulateur pour un faisceau temporellement lissé.

Moyennant ces deux approximations, le champ électrique du laser s'écrit sous la forme :

$$E_{\perp}(t, \mathbf{r}) = E_0(t, \mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z) + c.c., \quad (1.133)$$

où E_0 est une enveloppe lentement variable en espace et en temps telle que définie par les Eqs. (1.59) et (1.57). A partir de l'Eq. (1.66), nous établissons l'équation de propagation pour l'enveloppe spatio-temporelle du champ électrique du laser dans un plasma de densité $n_e(t, \mathbf{r}) = n_0 + \delta n(t, \mathbf{r})$ lentement variable en espace et en temps par rapport à λ_0 et ω_0^{-1} :

$$\left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k_0} \frac{\partial k_0}{\partial z} + \frac{\kappa_{BI}}{c} - \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -i \frac{k_0}{2} \frac{\delta n(t, z, \mathbf{r}_{\perp})}{n_c} E_0, \quad (1.134)$$

où nous avons introduit la vitesse de groupe de l'onde dans un plasma de faible densité $n_0 \ll n_c$ est $V_g = c (1 - n_0/n_c)^{-1/2} \simeq c$. Cette équation est appelée équation paraxiale car elle décrit la propagation du laser dans des directions proches de la direction principale. L'approximation d'enveloppe est donc restrictive [Feit 88], elle ne permet pas de prendre en compte les diffusions vers l'arrière ou de côté. Elle ne permet donc pas de traiter les instabilités paramétriques de rétrodiffusion, qui sont négligées⁴³. De plus, lors d'autofocalisation violente du laser, il y a un fort éclatement angulaire du laser et l'approximation paraxiale atteint ses limites [Schmitt 98].

L'opérateur dans le membre de gauche peut être simplifié. Pour les paramètres qui nous concernent, nous négligeons en effet le terme de dérivation temporelle dans l'Eq. (1.134) devant le terme de dérivation en z . Ceci revient à considérer que le laser répond instantanément à une modification de la densité électronique du plasma et est justifié tant que la plus petite échelle temporelle dans E_0 (le temps de cohérence τ_C) est plus large que le temps que met l'onde laser pour traverser la plus petite échelle spatiale selon z (la longueur du speckle) : $\tau_c \gg L_R/c$. Typiquement, le temps de cohérence est au moins de quelques picosecondes alors que la longueur du speckle $L_R \simeq 100 \mu\text{m}$, soit $L_R/c \simeq 0.3 \text{ ps} \ll \tau_c$.

La description paraxiale (1.134) peut aussi être utilisée lorsque le faisceau ne vérifie pas les conditions permettant de négliger la dérivée temporelle. C'est le cas des faisceaux très courts, comme ceux délivrés par les laser femtosecondes. Dès lors, il est intéressant de se placer dans le repère de l'onde qui se propage à la vitesse de groupe $\simeq c$. On fait alors appel au temps retardé $\zeta = t - z/c$. Les opérateurs de dérivation en t et z se réduisent sous la forme $c^{-1} \partial_t + \partial_z = \partial_{\zeta}$. Nous retrouvons ainsi une équation qui ne dépend plus que du temps retardé ζ .

⁴³Des modules de diffusion Brillouin ou Raman ont été introduits dans PARAX. Ils permettent au minimum de calculer les gains des rétrodiffusions, au mieux, ils résolvent une équation paraxiale pour une onde rétrodiffusée dans un angle proche de 180 degrés. Nous le mentionnons plus loin.

1.6.2 Description de la réponse basse fréquence du plasma

Dans la Sec. 1.1.3, nous avons mis en évidence que la réponse basse fréquence du plasma aux inhomogénéités de l'éclairement laser est prise en compte par l'Eq. (1.39) d'onde acoustique ionique. Le code PARAX utilise une description acoustique ionique équivalente :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\nu_a \frac{\partial}{\partial t} - v_s^2 \nabla_{\perp}^2 \right) \ln \frac{n_e}{n_0} = \frac{Z e^2}{2 m_e m_i \omega_0^2} \nabla_{\perp}^2 \hat{A} |E_0|^2. \quad (1.135)$$

Le terme source dans l'équation précédente est le même que celui de l'Eq. (1.39) si ce n'est qu'il est exprimé de façon à faire apparaître l'enveloppe lentement variable du champ électrique. Dans l'opérateur du membre de droite, le terme $2\nu_a \partial_t$ décrit l'amortissement de l'onde acoustique sur un temps $\tau_a = 1/\nu_a$. Le taux d'amortissement ν_a est discuté dans les Réfs. [Chen 84, Tracy 93].

Notons aussi que l'équation ne s'applique pas à $\delta n/n_0$, mais à son logarithme népérien. Ceci permet de saturer la réponse du plasma lorsque le creusement de densité devient trop important et évite ainsi que la densité de plasma ne devienne négative⁴⁴. L'utilisation du logarithme naturel est intéressante car elle est exacte dans deux limites. Pour de faibles perturbations de la densité du plasma, $\ln(n_e/n_0) = \ln(1 + \delta n/n_0) \rightarrow \delta n/n_0$. Dans le cas quasi-stationnaire, l'Eq. (1.135) rend compte de la distribution Boltzmannienne du plasma dans le potentiel pondéromoteur : $n_e/n_0 = \exp(-\phi_{pond}/T_e)$. Enfin, la composante transverse ∂_z^2 du Laplacien a été négligée. Ceci est rendu possible par la géométrie de notre problème. Tant que l'approche paraxiale pour le laser reste valable, les gradients de l'intensité laser sont bien plus importants dans les directions transverses que dans la direction longitudinale, ce qui est caractéristique d'une distribution de speckles de largeur $\rho_0 \ll L_R$. Ainsi, les effets pondéromoteurs et thermiques seront-ils plus importants dans les directions traverses. Les ondes acoustiques se propagent préférentiellement dans les directions transverses au laser, ce qui permet de négliger ∂_z^2 dans l'Eq. (1.39).

Rappelons enfin que cette description ondulatoire est construite à partir d'une linéarisation des équations hydrodynamiques et fait donc l'hypothèse de faibles perturbations.

La validité du système d'Eqs. (1.134) et (1.135) pour décrire la propagation vers l'avant et notamment l'instabilité du filament a été largement discutée [Amin 93, Schmitt 98]. Pour notre étude qui se limite à de faibles niveaux de perturbation de la densité de plasma et à de faibles ouvertures angulaires de la lumière transmise, ce système est pleinement justifié.

⁴⁴Si l'utilisation du logarithme permet de saturer les dépressions de la densité, elle ne permet pas de limiter la croissance des bosses.

1.6.3 Le code d'interaction PARAX

Les simulations numériques présentées dans cette thèse ont été réalisées avec le code d'interaction PARAX. Nous présentons ici la version linéaire du code dans le sens où elle est basée sur une description en ondes acoustiques de la réponse du plasma au laser. Ce code peut fonctionner dans de multiples géométries (deux dimensions plan ou axisymétrique, trois dimensions, *i.e.* deux dimensions transverses plus une dimension de propagation) et avec différentes conditions aux bords (absorbantes, symétriques ou périodiques). Le code ayant été parallélisé et puisque nous avons pu bénéficier de temps de calcul sur des machines comme TERA ou le *Centre de Calcul Recherche et Technologie* (CCRT), nous avons réalisé des calculs à trois dimensions⁴⁵. Aussi, nos simulations sont réalisées avec des conditions aux bords périodiques dans le plan transverse à l'axe du laser, pour des raisons que nous développons plus loin.

Maillage et discrétisation

Nos simulations mettent en jeu des dimensions de boîte importantes, de plusieurs centaines de microns dans les deux directions transverses et de plusieurs millimètres dans la direction de propagation. Le maillage spatial de cette boîte est régulier et rectangulaire. La largeur d'une maille transverse est typiquement de la longueur d'onde où de la demi-longueur d'onde. Ce pas transverse est choisi dans nos simulations de sorte que chaque point chaud, même autofocalisé, soit correctement décrit, avec typiquement six à huit mailles par demi speckle. La dimension longitudinale de la maille est typiquement de la longueur d'onde à quelques longueurs d'onde selon que l'on s'attende ou non à avoir de l'autofocalisation. Cependant, il est important de noter que mailler à mieux que la longueur d'onde n'est pas très judicieux : si des variations importantes de l'intensité laser apparaissent sur des longueurs de l'ordre de λ_0 , l'approximation paraxiale à la base du code PARAX n'est en effet plus valide. Enfin, notons que toutes les grandeurs auxquelles nous nous intéressons sont définies aux noeuds.

Dans cette présentation, nous nous limitons au cas pour lequel le terme de dérivation temporelle dans l'équation paraxiale (1.134) est négligé⁴⁶. La seule dépendance temporelle apparaît alors au niveau de l'équation d'onde acoustique (1.135) ou du temps de cohérence du laser. C'est donc le temps caractéristique de l'hydrodynamique, ρ_0/c_s , ou le temps de cohérence qui vont fixer le pas de temps des simulations. Dans ce travail, il est de l'ordre de la picoseconde, alors que les temps hydrodynamiques sont de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Aussi, la condition de CFL (Courant Friedrich

⁴⁵Nous verrons dans le Chap.3, que seules des simulations à trois dimensions permettent de décrire correctement la propagation d'un laser dans un plasma dans les conditions qui nous intéressent.

⁴⁶Le cas où ce terme de dérivation temporelle est pris en compte dans l'équation paraxiale est discuté dans les Réfs. [Riazuelo 98, Walraet 03a].

Levy) doit être vérifiée. Elle implique que le pas de temps doit être suffisamment petit pour que l'onde acoustique ne traverse pas une maille spatiale au cours d'une itération temporelle.

Méthodes de résolution pour les Eqs. (1.134) et (1.135)

L'équation (1.135) des ondes acoustiques est résolue par un traitement explicite des dérivées temporelles, la densité au pas de temps it dépendant uniquement des densités au pas $it - 1$ et $it - 2$ et de l'intensité laser au temps $it - 1$. Deux méthodes permettent le traitement des Laplaciens transverses : une méthode aux différences finies basée sur un schéma Yanenko [Riazuelo 98] et une méthode spectrale, présentée dans les Réfs. [Riazuelo 98, Walraet 03a], qui consiste à passer dans l'espace de Fourier pour la variable transverse. Nous avons utilisé cette dernière méthode. Elle facilite en effet grandement la prise en compte de l'amortissement des ondes acoustiques et le traitement des effets thermiques qui ont été établis, nous l'avons vu, dans l'espace de Fourier. Cependant, l'utilisation d'une méthode spectrale contraint le nombre de pas à être une puissance de 2, pour l'utilisation d'un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT, *Fast Fourier Transform*). Cette contrainte est levée par l'utilisation de l'algorithme FFTW (*Fastest Fourier Transform in the West*) dont les performances sont étudiées dans la thèse [Walraet 03a]. Enfin, les algorithmes de FFT nécessitent des conditions périodiques aux bords. Ceci limite notamment les simulations : le calcul doit être arrêté avant qu'une onde excitée en un point sorte de la boîte de simulations par un côté et réentre par l'autre ne repasse par ce même point. Bien sûr, si l'onde acoustique est amorti sur un temps inférieur au temps qu'il lui faut pour traverser la boîte, alors cette limite est évitée.

La résolution de l'équation paraxiale (1.134) sans terme de dérivée temporelle se fait en plusieurs étapes⁴⁷. Une première étape traite une demi-réfraction non linéaire due au plasma. Elle est suivie d'une étape de diffraction et variation du nombre d'onde. Deux méthodes permettent le traitement du Laplacien transverse : une méthode de différences finies basée sur un schéma de type Crank-Nicholson [Riazuelo 98] et une méthode spectrale [Walraet 03a] que nous avons utilisée. Enfin, une troisième étape complète le calcul par une demi-réfraction non linéaire. Eventuellement, une dernière étape permet de traiter l'absorption laser par Bremmstrahlung inverse. Ce schéma diffère de ceux présentés dans les références précédemment citées sur le code PARAX, et fait l'objet du rapport [Goudeau 04]. Il permet une symétrie dans le traitement des effets de diffraction et de réfraction.

⁴⁷On appelle *splitting* cette technique numérique qui consiste à traiter séparément les différents effets physiques mis en jeu.

Un code parallèle

Les boîtes de simulations requises pour la simulation de l'interaction laser-plasma dans les régimes qui nous intéressent sont particulièrement grandes. Typiquement, nos simulations utilisent $512 \times 512 \times 1000$ mailles spatiales et 512 pas de temps. Pour certains calculs, le nombre de mailles peut être largement supérieur. Le code PARAX a donc été parallélisé, *i.e.* qu'une simulation est réalisée sur plusieurs processeurs. Plus précisément, la boîte de simulation est divisée selon la direction transverse y en plusieurs domaines, dont chacun est traité par un processeur.

La parallélisation, en plus d'être une étape nécessaire du fait du volume de données à traiter et de la place mémoire disponible limitée sur un seul processeur, permet de réduire considérablement les temps de calculs, comme le montre l'étude de la Réf. [Walraet 03a].

Une plateforme pour la physique

Le code PARAX est un code particulièrement bien adapté à l'étude de l'interaction laser-plasma en régime nanoseconde. Il dispose, nous l'avons vu, d'outils permettant de traiter différents types de faisceaux : du monospeckle [Michel 04] aux faisceaux spatialement et/ou temporellement lissés [Riazuelo 00] caractéristiques des installations lasers actuelles.

Le code a été utilisé dans de nombreuses configurations pour rendre compte d'observations expérimentales. Cette confrontation aux expériences a permis le développement de nombreux diagnostics pour l'étude de la filamentation [Riazuelo 00, Walraet 01, Walraet 03b] ou du lissage induit par plasma [Michel 03b, Lewis 05]. Nous avons nous même développé un nombre important de diagnostics venant compléter ceux déjà existant. Ils sont présentés dans le Chap. 5 de ce manuscrit.

Aussi, de nombreuses fonctionnalités autres que celles utilisées au cours de cette thèse existent. Notamment, des modules additionnels permettent le traitement des rétrodiffusions Brillouin ou Raman. Deux méthodes existent pour cela. Une première consiste à calculer les gains de chaque instabilité dans les points chauds. Une autre, plus complète, consiste à résoudre les équations couplées supplémentaires pour les ondes électromagnétiques rétro-diffusées (avec une approche paraxiale) et l'onde plasma électronique pour le cas de l'instabilité Raman (avec une description paraxiale pour cette onde plasma) et l'onde acoustique mise en jeu dans l'instabilité Brillouin. La thèse [Walraet 03a] leur est, entre autre, consacrée.

Aussi, les effets d'une vitesse de dérive transverse peuvent être importants dans le contexte de la FCI. Ils peuvent en effet conduire à un dépointage du faisceau laser, nuisant alors à la symétrie de l'éclairement de la cible. Cette vitesse de dérive peut aussi limiter la croissance des instabilités paramétriques [Hinkel 99]. De tels effets, s'ils

ne sont pas étudiés dans cette thèse, peuvent tout de même être pris en compte dans simulations PARAX *via* une description acoustique du plasma adéquate [Walraet 03a].

Outre cette description linéarisée, un module d'hydrodynamique non linéaire MPL-2D a été couplée à la composante électromagnétique du code PARAX [Weber 05]. Ce module permet la résolution des équations de conservation de la densité et de la quantité de mouvements en assimilant le plasma à un fluide quasi-neutre à deux températures T_e et T_i . Contrairement à la plupart des descriptions hydrodynamiques utilisées jusqu'à maintenant en interaction laser-plasma [Myatt 01, Schmitt 98], MPL-2D prend en compte le chauffage du plasma par le laser et les effets non locaux associés *via* la modélisation proposée dans la Réf. [Brantov 98]. L'hydrodynamique est traitée dans le cadre d'une description Lagrangienne.

1.7 Conclusions

Ce premier chapitre nous a permis de présenter les principales descriptions utilisées pour l'interaction laser-plasma dans le cadre de la FCI. Nous avons établi un système de deux équations couplées pour l'étude des phénomènes qui nous intéressent dans cette thèse. Le champ électrique du laser est décrit dans le cadre de l'approximation paraxiale, ce qui permet de ne prendre en compte que la lumière diffusée dans une direction proche de la direction de propagation. La réponse du plasma à la force pondéromotrice du laser, corrigée pour prendre en compte les effets thermiques est décrite par une équation d'onde acoustique ionique. Cette description ondulatoire est établie à partir des équations hydrodynamiques en considérant la température des électrons et des ions connue, constante et homogène et en linéarisant ces équations autour d'une densité de plasma moyenne $n_{e0} = Z n_{i0} = n_0$. Il faudra donc se limiter aux cas où les fluctuations de densité restent faibles devant cette densité moyenne. Le code d'interaction PARAX permet la résolution de ce système d'équation en trois dimensions spatiales.

Dans ce chapitre, nous montrons aussi comment peuvent se développer les instabilités paramétriques à partir d'un couplage entre l'onde laser et les différentes ondes du plasma.

Nous présentons les techniques dites de lissage optique qui permettent, par la réduction des cohérences temporelle et/ou spatiale du laser de contrôler ces instabilités paramétriques. La formalisation de ces techniques fait appel à des outils statistiques que nous introduisons et qui seront largement utilisés dans la suite de ce travail. Les propriétés principales des faisceaux lasers lissés se propageant dans le vide, ou tout autre milieu ne présentant pas de fluctuations de l'indice optique, sont rappelées.

Suite au travail présenté dans la Réf. [Riazuelo 98], le code PARAX est capable de simuler la propagation de tels faisceaux lissés. L'effet des techniques de lissage sur la filamentation a été étudié à l'aide de PARAX dans les Réfs. [Riazuelo 00, Walraet 03b].

Nous allons maintenant montrer comment, depuis la fin des années 80', le phénomène de lissage induit par plasma a été mis en évidence.

Chapitre 2

Le lissage induit par plasma des faisceaux laser : État de l'art au début de la thèse

Sommaire

2.1	Premières évidences de la perte de cohérence induite par plasma	72
2.1.1	Première mise en évidence expérimentale	72
2.1.2	Mise en évidence numérique du lissage induit par plasma	73
2.2	Le lissage induit par plasma : revue des travaux des travaux réalisés avant cette thèse	77
2.2.1	Un régime de lissage à haute intensité	77
2.2.2	Le lissage induit par plasma sous la puissance critique	83
2.3	Quels objectifs pour cette thèse?	86

Dans le chapitre précédent, nous avons souligné l'importance des techniques de lissage pour la maîtrise des propriétés de cohérence du laser et le contrôle des instabilités paramétriques et hydrodynamiques. De nombreuses études ont été réalisées pour mettre en évidence l'effet de ces techniques sur les instabilités paramétriques. Notamment, l'instabilité de filamentation, de part ses effets sur l'acheminement de l'énergie laser jusqu'à la zone d'absorption, a motivé un nombre important de travaux expérimentaux dès le milieu des années 70'. Sa mise en évidence expérimentale s'est faite le plus souvent par l'observation des fluctuations de densité induites par le laser. Ces observations étaient soit directes, par ombroscopie ou striographie¹ [Willi 81, Joshi 82, Young 88, Baton 89], soit indirectes par détection de l'émission X [Haas 76], des émissions d'harmoniques à $3\omega/2$ [Short 84] ou 2ω [Stamper 85] ou encore par diffusion Thomson sur les ondes plasmas [Baldis 80].

Il faut attendre le début des années '90 pour que soient réalisées les premières expériences cherchant à caractériser l'effet de la filamentation sur la lumière transmise. Ces expériences mettent en évidence le phénomène d'incohérence induite par le plasma. Ces observations ont amené la communauté à s'intéresser aux mécanismes qui gouvernent la propagation vers l'avant du faisceau laser.

Nous présentons dans ce chapitre ces recherches qui ont précédé cette thèse. Cette revue nous permettra de mieux préciser les objectifs de ce travail de doctorat.

2.1 Premières évidences de la perte de cohérence induite par plasma

2.1.1 Première mise en évidence expérimentale

La Réf. [Labaune 92] constitue l'une des premières caractérisations des propriétés de la lumière laser transmise après interaction avec un plasma. Cette étude expérimentale cherche à démontrer les effets du lissage spatial sur la filamentation. Outre l'utilisation de l'ombroscopie pour la mise en évidence des fluctuations de densité induites par les filaments laser, une attention toute particulière a été portée à la caractérisation de la lumière transmise. L'un des résultats marquants de ce travail est la mise en évidence de modulations spatiales et temporelles de la lumière transmise.

L'expérience a été réalisée sur l'installation laser du LULI. Deux séries d'observations sont rapportées. La première s'intéresse à la propagation du faisceau générique doublé en fréquence, sans lissage optique additionnel, dans un plasma de densité électronique quasi-homogène $n_e \simeq 0.1 n_c$ créé à partir d'une feuille mince de CH et pré-

¹Nous revenons sur ces diagnostics dans la partie de ce travail réservée à l'expérience réalisée sur l'installation ALISE (CEA/CESTA).

chauffé à une température électronique $T_e \simeq 500$ eV. La seconde cherche à caractériser en quoi l'utilisation d'une lame de phase aléatoire (RPP) sur ce même faisceau peut réduire la filamentation du faisceau lors de sa propagation dans ce même plasma.

La tache focale du faisceau générique contient différentes surintensités d'une taille variant entre 5 et 15 μm . Ces inhomogénéités sont dues aux aberrations de la phase du laser lors de sa propagation dans la chaîne d'amplification et dans les différentes optiques. Pour l'intensité laser utilisée $\simeq 1.5 \times 10^{15}$ W/cm², la puissance véhiculée par les plus petites inhomogénéités $P_{sp} \simeq 375$ MW $\simeq 2.2 P_c$ est au delà de la puissance critique pour la filamentation pondéromotrice. Une caméra à balayage de fente, nous l'appelons souvent caméra streak dans la suite, permet d'imager la lumière transmise par une tranche de plasma avec une résolution spatiale de l'ordre de 3 μm dans le plasma, tout en conservant une résolution temporelle de 10 à 20 ps. Ce diagnostic montre des fluctuations temporelles de l'éclairement d'une durée du même ordre que la résolution temporelle de la caméra. De fortes modulations spatiales de l'intensité sont aussi observées, plus courtes que la taille caractéristique des inhomogénéités initiales. Elles sont le signe du lissage de la lumière transmise induit par le plasma.

La seconde série de résultats, reprise dans la thèse [Jalinaud 93], considère la propagation du faisceau laser préalablement lissé par une lame de phase aléatoire. Le faisceau laser étant monochromatique, la figure de tavelure obtenue est stationnaire, le lissage est purement spatial. Deux lames de phase différentes sont utilisées, ce qui permet d'obtenir une intensité moyenne dans le champ lointain de 3.7×10^{14} W/cm² ou de 1.5×10^{15} W/cm² tout en conservant la taille des grains fixée par la limite de diffraction du faisceau à $\rho_{sp} \simeq 3 \mu\text{m}$. La puissance véhiculée par un speckle à l'intensité moyenne est alors $P_{sp} \simeq 34$ MW $\simeq 0.2 P_c$ ou $P_{sp} \simeq 135$ MW $\simeq 0.8 P_c$. Les auteurs observent en transmission un faisceau dont les propriétés spatiales et temporelles sont fortement modifiées : les structures spatiales et temporelles dans la distribution d'intensité du faisceau transmis ne peuvent plus être distinguées.

Cette étude montre clairement, dans le cas d'un faisceau spatialement cohérent comme dans le cas d'un faisceau RPP, que des échelles temporelles de quelques ps et spatiales de quelques μm apparaissent dans la distribution d'intensité laser après traversé du plasma. Les auteurs en concluent que le faisceau laser est lissé spatialement et temporellement lors de son interaction avec le plasma.

2.1.2 Mise en évidence numérique du lissage induit par plasma

Effet "flicker" dans les simulations avec lancer de rayons

La Réf. [Coggeshall 88] montre comment la propagation d'un faisceau laser dans un milieu contenant des perturbations instationnaires de l'indice optique peuvent mener à des inhomogénéités de l'éclairement laser "clignotantes". Même si les auteurs

n'utilisent pas le terme de lissage du faisceau laser, ils parlent d'effet flicker, traduire clignotement, cette étude est tout de même la première à mettre en évidence numériquement l'apparition d'un caractère aléatoire et instationnaire de l'éclairement laser après propagation dans un plasma.

Les simulations numériques présentées sont réalisées avec le code LASNEX, basé sur une modélisation bi-dimensionnelle Lagrangienne de l'hydrodynamique dans une géométrie cylindrique et une modélisation du laser par *ray-tracing* [Zimmerman 78]. Cette technique consiste à traiter le laser comme un ensemble de rayons lumineux indépendants et suivant les lois de l'optique géométrique. Elle tient compte du chauffage du plasma Bremsstrahlung inverse mais ignore les effets pondéromoteurs.

Les auteurs considèrent un faisceau dont l'extension transverse est suffisamment grande, de l'ordre de 3 mm, pour que les effets macroscopiques comme la diffraction soit négligés. Des inhomogénéités de faible extension spatiale en comparaison, de l'ordre $80 \mu\text{m}$, sont introduites au centre du faisceau. Elles permettent de démarrer le processus en servant de sources aux ondes acoustiques *via* les effets thermiques, la force pondéromotrice étant négligée. Il est alors montré que les fluctuations de densité en se propageant, changent l'indice optique localement, ce qui modifie le trajet des rayons lumineux. Après propagation dans le plasma, les inhomogénéités de l'éclairement laser se déplacent, excitant de nouvelles perturbations acoustiques. Le clignotement de la lumière laser est ainsi entretenu continuellement. Le temps caractéristique de ce clignotement est de l'ordre de la dizaine à la centaine de picoseconde.

Pour exister, ce phénomène a juste besoin d'une source pour les ondes acoustiques. Les auteurs soulignent que les inhomogénéités de l'éclairement apparaissant dans les faisceaux lissés de FCI pourraient être une source importante pour ces fluctuations, qui pourrait faire du plasma un milieu particulièrement diffusif. Ils soulignent aussi que cet effet pourrait se développer sous les seuils pour l'autofocalisation car il requiert uniquement une longueur de propagation suffisante.

Nous voyons dans la suite de ce travail que ce phénomène est particulièrement proche des mécanismes que nous rencontrerons et modéliserons.

Importance de la filamentation et de la diffusion Brillouin vers l'avant

La Réf. [Schmitt 98] présente une étude numérique détaillée de la propagation de faisceaux RPP dans des plasmas caractéristiques de la FCI. Les auteurs s'intéressent aux phénomènes de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant et de filamentation. Ils présentent des simulations réalisées avec le code d'interaction PONHF2D développé dans les Réfs. [Schmitt 88, Schmitt 91]. Le laser est décrit dans le cadre d'une approximation

paraxiale. La réponse du plasma est décrite par une équation d'onde² dont le terme source est la force pondéromotrice associée aux inhomogénéités de l'éclairement laser. Les effets thermiques sur l'excitation des fluctuations de densité ne sont pas pris en compte. Les calculs ont été réalisés en deux dimensions (une dimension longitudinale, l'autre transverse).

Les simulations présentées considèrent la propagation d'un faisceau RPP temporellement cohérent, triplé en fréquence, focalisé par une lentille $f/10$ dans un plasma de densité $n_0 = 0.1 n_c$ et de température électronique 2 keV. L'intensité laser moyenne est $\langle I \rangle = 1.8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, de sorte que la puissance d'un speckle à cette intensité est de l'ordre de la puissance critique pour l'autofocalisation pondéromotrice.

Ainsi, les auteurs observent qu'un nombre important de points chauds se brisent en plusieurs filaments. Une particularité importante de ces filaments est qu'ils sont dynamiques : on parle de *dancing filaments*. Comme nous pouvons le constater sur les Figs. 2.1a et 2.1b, l'effet de cette filamentation instationnaire est que la distribution d'intensité moyennée en temps s'en trouve être lissée. Associé à cet effet, un fort étalement angulaire, jusqu'à des angles d'ouverture de ± 20 deg, est observé (*cf.* Fig. 2.1c). Enfin, comme le montre la Fig. 2.1d, la lumière subit, au cours de sa propagation dans le plasma, un élargissement spectral et un décalage vers le rouge. Les auteurs montrent que ce décalage vers les basses fréquences est caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Ils concluent que la perte de cohérence de la lumière transmise est due à un couplage entre filamentation et diffusion Brillouin vers l'avant. Ils soulignent³ : “[...] *the bandwidth associated with filamentation can produce the same effects as temporal beam smoothing, the drawback is that the laser beam must first suffer filamentation, the associated intensity increases, and the risks of other induced instabilities*”.

Ces trois articles [Labaune 92, Coggeshall 88, Schmitt 98] présentent les premières preuves expérimentales et numériques de l'incohérence induite par plasma, encore appelé lissage induit par plasma. Ils laissent entrevoir la possibilité de contrôler les propriétés de cohérence spatiales et temporelles du faisceaux laser par son interaction avec un plasma et ont suscité un vif intérêt de la part de la communauté de l'interaction laser-plasma en régime nanoseconde. Nous présentons maintenant certains de ces travaux qui ont inspiré cette thèse.

²Les auteurs soulignent la possibilité de décrire la réponse du plasma dans le cadre d'une description hydrodynamique à un fluide isotherme. Ils notent que cette description donne des résultats qualitativement et quantitativement similaires à la description ondulatoire du plasma et présentent donc les résultats obtenus avec cette dernière. Ils soulignent aussi la possibilité de prendre en compte une vitesse de dérive du plasma dans les simulations.

³Propos tirés de la Réf. [Schmitt 98].

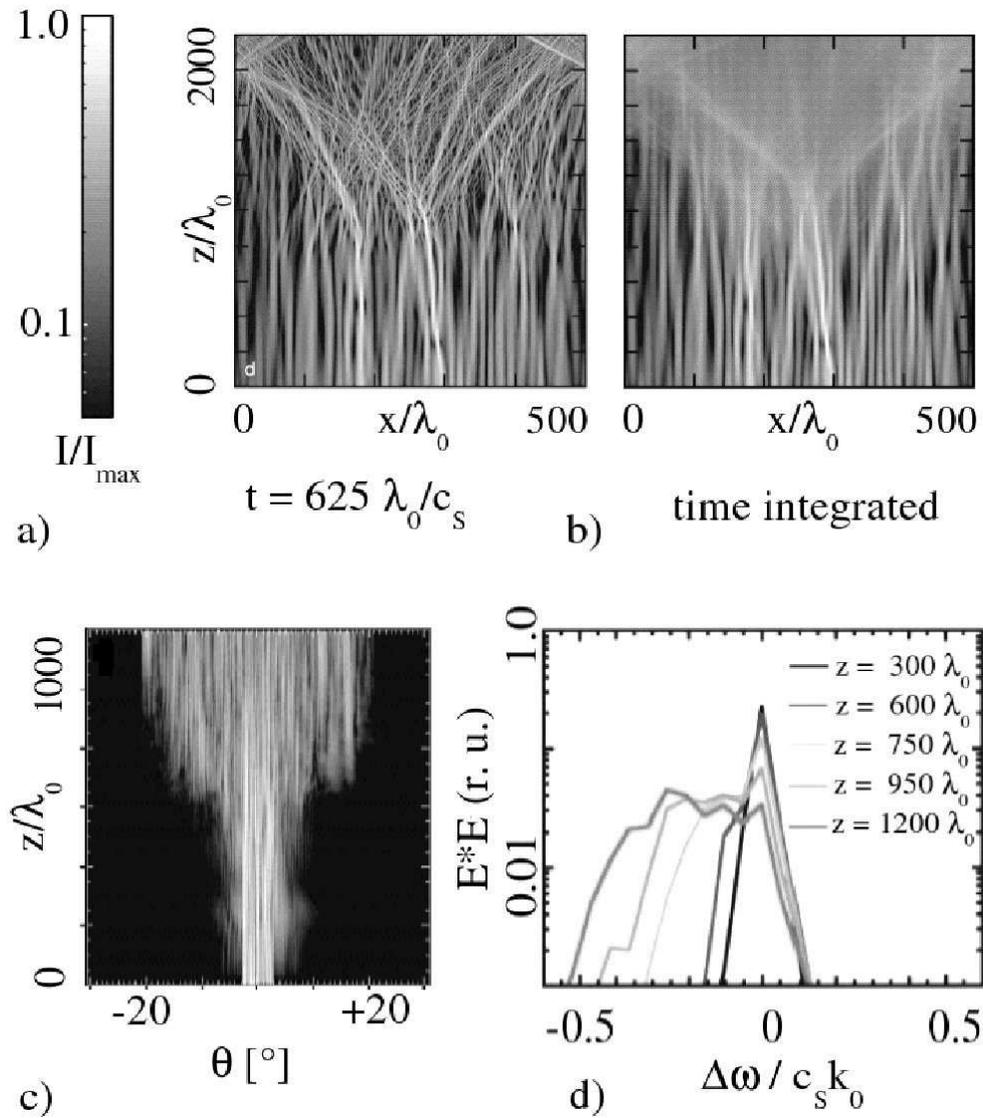


FIG. 2.1 – Distribution instantanée d'intensité dans le plasma au temps $t = 625 \lambda_0 / c_s$ (a) et intégrée en temps sur toute la simulation (b). Evolution au cours de la propagation de la distribution angulaire (c) et du spectre de la lumière laser (d). Résultats de simulations numériques tirés de la Réf. [Schmitt 98].

2.2 Le lissage induit par plasma : revue des travaux des travaux réalisés avant cette thèse

Cette section synthétise les résultats obtenus sur l'incohérence induite par plasma avant le début de cette thèse. Nous nous intéressons essentiellement aux résultats obtenus à partir de faisceaux spatialement lissés mais citerons tout de même quelques références qui, s'intéressant à la propagation de faisceaux génériques ou de monospeckles⁴, ont permis de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans le lissage par plasma.

2.2.1 Un régime de lissage à haute intensité

Les propriétés de la lumière transmise sont largement étudiées dans les années '90. Certaines contributions portent sur la propagation de faisceaux génériques. Des simulations numériques prenant en compte deux dimensions [Schmitt 88], puis trois dimensions [Schmitt 91] ont montré des comportements proches de ceux observés dans la Réf. [Labaune 92]. Dans la Réf. [Wilks 94], des résultats expérimentaux confirment un fort étalement spectral de la lumière transmise que les auteurs associent à la filamentation du faisceau dans le plasma. Les diagnostics utilisés ne permettent cependant pas de résoudre la dynamique des filaments. Enfin, une expérience réalisée sur le laser NOVA [Batha 93] et un travail théorique [Eliseev 97] soulignent, outre l'importance de la filamentation, que la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant peut entraîner un étalement angulaire et spectral de la lumière transmise. Comme dans la Réf. [Schmitt 98], le rôle du Brillouin vers l'avant est mis en évidence par le décalage spectral vers le rouge de la lumière transmise.

Parallèlement à ces travaux, de nombreuses études sont menées sur la propagation des faisceaux laser spatialement lissés. Intéressons nous tout d'abord aux résultats obtenus outre Atlantique par J. Moody *et al.* sur l'installation laser NOVA. Dans la Réf. [Moody 99a], les auteurs décrivent un instrument mesurant l'étalement angulaire d'un faisceau et le spectre temporel de la lumière transmise dans un cône de 35 deg d'ouverture autour de la direction de propagation du faisceau. Cet instrument particulièrement complet a été utilisé [Moody 99b, Moody 00] pour mesurer l'éclatement d'un faisceau se propageant au travers d'un plasma créé à partir d'un *gasbag*⁵, caractériser la lumière transmise dans une direction proche de la direction de propagation et en

⁴Un monospeckle est un faisceau à la limite de diffraction. Pour l'obtenir, il est souvent fait usage de miroirs déformables sur le laser de façon à corriger les défauts statiques de phases [Wattellier 03] ou de diaphragmes assurant le rôle de filtre spatial. Les premières expériences sur les monospeckles ont été réalisées sur l'installation Trident [Montgomery 02] et parallèlement au LULI [Michel 03a].

⁵Un *gasbag*, littéralement "sac de gaz", est une cible constituée de deux membranes de polyimide circulaires attachées par leurs extrémités à un support. L'espace entre les membranes est rempli par

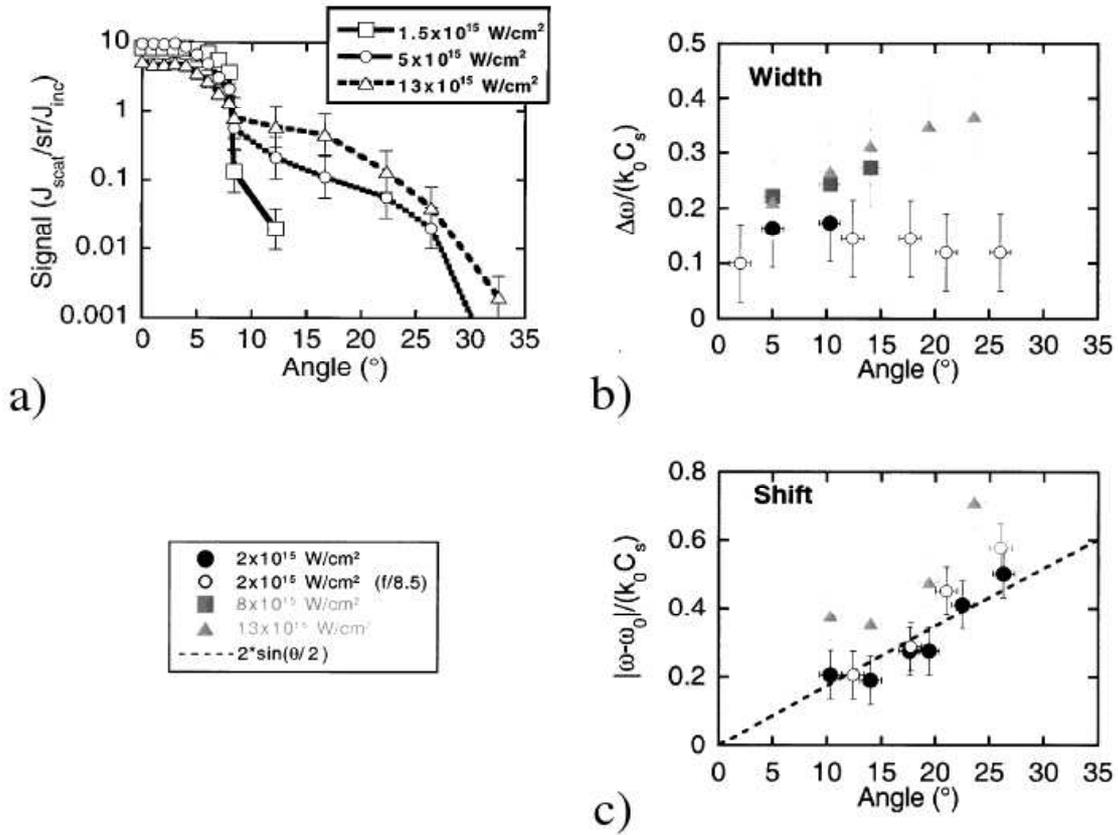


FIG. 2.2 – Distribution angulaire intégrée en temps de la lumière transmise pour différentes intensités laser (a). Mesures pour différentes intensités laser et en fonction de l'angle de transmission de l'élargissement spectral (b) et du décalage spectral vers le rouge (c). La ligne pointillé dans (c) montre la relation entre ω et k estimée pour le Brillouin. Résultats expérimentaux tirés des Réfs. [Moody 99a, Moody 99b].

déduire les propriétés des fluctuations de densité entrant en jeu dans les phénomènes de diffusion vers l'avant et de filamentation. Dans cette expérience, les conditions d'interaction sont très proches de celles rencontrées dans la Réf. [Schmitt 98] et des résultats similaires sont obtenus. Un étalement angulaire de la lumière transmise est observé, jusqu'à 30 deg de part et d'autre de la direction de propagation. La Fig. 2.2a présente la distribution angulaire de la lumière transmise, intégrée temporellement sur l'ensemble de l'impulsion laser (de l'ordre d'une nanoseconde). Une analyse spectrale de la lumière transmise démontre, en plus de l'étalement spectral de la lumière transmise, un décalage vers le rouge correspondant bien à ce qui est attendu pour la

un gaz. Des faisceaux lasers dits de création/chauffage sont focalisés sur cette cible, qu'ils ionisent, puis chauffent, créant un plasma en détente.

diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Les figures 2.2b et 2.2c reportent ces mesures en fonction de l'angle de transmission, pour différentes intensités laser.

Des simulations numériques ont été réalisées dans un régime similaire [Maximov 01] à l'aide d'un code non paraxial (à deux dimensions, l'une longitudinale, l'autre transverse) permettant la prise en compte de la diffusion Brillouin dans toutes les directions. Les auteurs observent un lissage induit par le plasma qui se traduit par la perte de cohérence temporelle associée au décalage spectral vers le rouge de la lumière transmise, et la diminution du f -number effectif de la lumière dans le plasma. Cette réduction témoigne de deux effets : d'une part la réduction de la largeur transverse des speckles, d'autre part la réduction de leur longueur. Ces observations signifient qu'il y a un lissage spatio-temporel de la lumière induit par le plasma, que les auteurs associent à la diffusion Brillouin stimulé vers l'avant. Ils proposent alors un modèle basé sur une approximation de phases aléatoires pour ce phénomène, et rendent compte des observations. Nous avons présenté ce modèle dans la Sec. 1.5.2 du chapitre précédent et reviendrons dessus dans la Chap. 4. Les auteurs soulignent enfin le fait que cette incohérence induite réduit la réflectivité due à l'instabilité Brillouin vers l'arrière, et ce, pour deux raisons. D'une part, la rétrodiffusion Brillouin prenant place au sein des speckles [Rose 94, Mounaix 00], la réduction de la taille des grains diminue le gain de la rétrodiffusion. Enfin, l'incohérence temporelle induite limite le temps de croissance de l'instabilité.

Parallèlement, des études sur le lissage induit par plasma sont menées au centre de Physique Théorique de l'école Polytechnique ainsi qu'au LULI. Notamment, un nouveau mécanisme est mis en évidence, qui explique la perte de cohérence des faisceaux lasers dans les régimes de hautes intensités où la puissance véhiculée par un point chaud est du même ordre, ou au delà de la puissance critique pour l'autofocalisation. Il s'agit de l'instabilité du filament, dont la théorie est développée dans la Réf. [Pesme 00] pour le cas pondéromoteur et complétée dans la Réf. [Brantov 00] pour ce qui est de la prise en compte des effets thermiques. Le principe en est le suivant. Un filament autofocalisé est en quasi-équilibre⁶ dans le creux de densité créé par la force pondéromotrice et les effets thermiques. Cette dépression de la densité du plasma peut être assimilée à un puit de potentiel où le filament serait dans son état fondamental. Lorsque la puissance véhiculée par le filament excède la puissance critique d'autofocalisation, le puit de potentiel est suffisamment "profond" pour soutenir, en plus de l'état fondamental, un ou plusieurs modes électromagnétiques excités. Par analogie à l'ionisation [Bransden 03] ou au dopage des semi-conducteurs [Ashcroft 76], ces modes excités, de part leur in-

⁶Nous utilisons ici le terme de quasi-équilibre car la perturbation de densité mise en jeu dans l'instabilité du filament évolue sur des temps long devant le temps caractéristique de l'instabilité. En effet, nous allons le voir, cette instabilité met en jeu deux modes électromagnétiques et ne dépend pas, une fois déclenchée, du temps de réponse du plasma.

teraction avec le fondamental, facilitent le passage du filament vers le continuum. Le filament n'est alors plus localisé dans le creux de densité. Son énergie est évacuée, il est détruit. Cette instabilité nécessite pour se déclencher que la dépression de densité de plasma soit suffisamment creusée, ce qui requiert un temps $\simeq \rho_0/(c_s \sqrt{\hat{P}})$, où ρ_0 est la largeur transverse du filament et \hat{P} le rapport de la puissance véhiculée par le speckle par la puissance critique. Une fois le creux suffisamment important, l'instabilité est extrêmement rapide puisqu'elle résulte du couplage entre ondes électromagnétiques et ne dépend donc pas de la réponse acoustique du plasma.

Des simulations numériques à deux dimensions réalisées avec le code d'interaction HARMONY⁷ rendent compte de cette instabilité [Myatt 01]. Notamment, elles correspondent aux observations effectuées par une équipe du LULI. Dans la Réf. [Fuchs 01], cette équipe met en évidence expérimentalement le phénomène d'incohérence induite dans ce régime où l'instabilité du filament est prépondérante. Des observations similaires sont faites dans la thèse [Michel 03b] à partir de simulations monospeckles réalisées avec le code PARAX. Un seul point chaud étant considéré, l'introduction d'un bruit acoustique est alors nécessaire pour briser la symétrie dans les simulations. Nous avons nous même reproduit de telles simulations dans des conditions d'interaction très proches. Un filament laser de largeur $r_0 = 6 \mu\text{m}$ à mi-hauteur, et véhiculant une puissance de l'ordre de la puissance critique, est focalisé dans un plasma d'Helium de densité $n_e \simeq 0.5 n_c$ et de température $T_e \simeq 1 \text{ keV}$. Ces simulations ont été réalisées dans trois dimensions (une de propagation et deux transverses). Elles sont présentées Fig. 2.3 et montrent une première phase d'une durée d'environ $23 \text{ ps} \sim r_0/c_s$ pendant laquelle le point chaud s'autofocalise dans la dépression de densité qu'il induit (Fig. 2.3a et Fig. 2.3b). Une fois cette dépression suffisamment importante, l'instabilité du filament se produit sur des temps très courts, de l'ordre de la picoseconde. Lors de cette phase très rapide, le filament est détruit, l'énergie laser est évacuée (Fig. 2.3c et Fig. 2.3e). Il n'y a alors plus de force pondéromotrice où d'effets thermiques associés au point chaud qui permette de contrer les forces de pression électronique. Le creux de densité se propage alors, à la vitesse acoustique $c_s \simeq 0.22 \mu\text{m/ps}$ sous la forme d'une onde circulaire. Cet effet, nous l'avons souligné, est plus lent que la durée de l'instabilité du filament. Nous pouvons ainsi vérifier, sur les Fig. 2.3d et Fig. 2.3f, que la réponse du plasma est retardée. Elle est visible vers 26.8 ps , comme le montre le Fig. 2.3h. Ces simulations, en accord avec l'expérience [Fuchs 01] permettent d'expliquer comment l'instabilité du filament induit un lissage temporel et spatial de la lumière transmise. Elles permettent aussi de rendre compte d'une observation originale de la Réf. [Fuchs 01]. Les conditions d'interaction y sont en effet différentes de celles rencontrées dans les références précé-

⁷Ce code simule la propagation du faisceau laser dans le cadre d'une approximation paraxiale et la réponse du plasma à la force pondéromotrice corrigée pour prendre en compte les effets thermiques dans le cadre d'une description hydrodynamique non linéaire à un fluide isotherme.

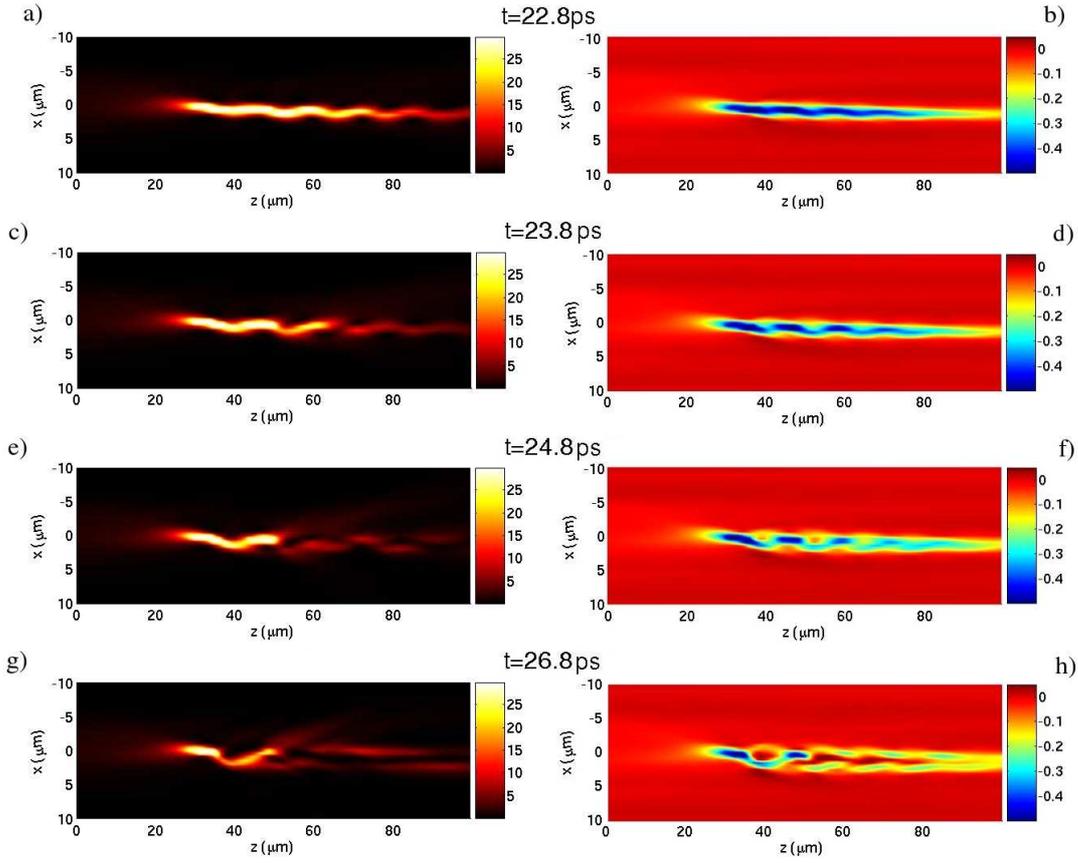


FIG. 2.3 – Distribution de l'intensité laser en 10^{14} W/cm² (à gauche) et du creux de densité de plasma $\delta n/n_{e0}$ (à droite) lorsque le point chaud subit l'instabilité du filament.

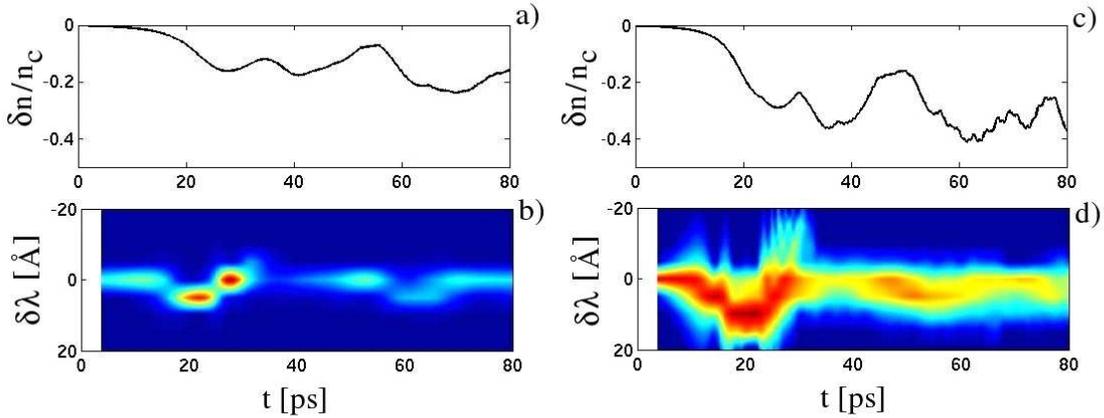


FIG. 2.4 – Evolution temporelle du maximum de creusement dû au filament (a,c) et des spectres de la lumière transmise (b,d). Pour le calcul de ces spectres, une fenêtre temporelle de 8 ps est prise pour les transformées de Fourier. Les figures de gauche correspondent à une densité électronique de $0.3 n_c$, ceux de droite à $0.5 n_c$.

demment citées [Schmitt 98, Moody 99b, Maximov 01]. Les densités de plasma utilisées sont bien plus grandes et proches de la densité critique. En utilisant une caméra streak couplée à un spectromètre, les auteurs observent un décalage vers le rouge important, jusqu'à $15 \text{ \AA} \simeq 1.7 k_0 c_s$, de la lumière transmise. Un tel décalage, aussi observé dans les simulations issues des Réfs. [Pesme 00, Myatt 01, Michel 03b], n'est pas compatible avec la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant, d'une part parce-qu'il est largement au dessus des prédictions pour la diffusion Brillouin, d'autre part parce-qu'il est insensible à l'angle de diffusion alors qu'il devrait en dépendre linéairement pour le FSBS. Cet étalement résulte en fait du creusement rapide du plasma soumis à la force pondéromotrice et aux effets thermiques du laser. Cette baisse de densité induit une augmentation importante de l'indice de réfraction du fait de la forte densité électronique initiale. Il s'en suit une variation de la phase du filament $\delta\Phi(t) = -(k_0/2) \int dz' \delta n_e(t, z')/n_c$, d'où découle un décalage en fréquence $\delta\omega(t) = -\partial_t \delta\Phi(t) = (k_0/2) \int dz' \partial_t \delta n_e(t, z')/n_c$. Nous présentons, Fig. 2.4, l'évolution au cours du temps du spectre de la lumière transmise et du maximum de creusement dans la boîte de simulation. Ces résultats sont obtenus à l'aide de simulations PARAX pour lesquelles la densité électronique est $n_e = 0.3 n_c$ et $n_e = 0.5 n_c$. Il apparaît clairement que le décalage vers le rouge, jusqu'à $\sim 20 \text{ \AA}$ apparaît lors de la phase de creusement de la densité électronique par le filament, au cours des vingt premières picosecondes. De plus, ce décalage est d'autant plus important que la densité moyenne de plasma est proche de la densité de coupure, ce qui confirme l'interprétation proposée dans les Réfs. [Pesme 00, Myatt 01]. Un tel phénomène est négligeable dans les conditions des références précédentes car la densité de plasma n'y excède pas $0.1 n_c$. Notons que, lors de l'instabilité du filament même (entre 20 et 30 ps), l'énergie laser est évacuée de la zone de basse densité, vers les zones de haute densité. L'effet est alors inverse, l'indice optique diminue, un décalage vers le bleu se produit. Cet effet, cependant, n'a pas été observé expérimentalement. Certainement l'énergie mise en jeu est en dessous des seuils de détectabilité des expériences. Aussi, le phénomène est très rapide puisqu'il se développe sur les temps caractéristiques de la destruction du filament. Cet effet apparaît clairement sur la Fig. 2.4d.

Le décalage vers le rouge observé dans la phase d'autofocalisation entraîne une incohérence temporelle de la lumière dans le sens où, la capacité de la lumière à interférer avec elle-même est réduite à des temps courts, de l'ordre de $\lambda_0^2/(c\delta\lambda) \simeq 4 \text{ ps}$. Dans la Réf. [Fuchs 02], des *temps de cohérence* de cet ordre sont mesurés par l'utilisation d'un interféromètre de Michelson. Cet élargissement spectral peut bien sûr réduire le niveau des instabilités paramétriques de part ses effets limitatifs sur les conditions de couplage résonnant. Nous souhaitons cependant souligner que cette perte de cohérence temporelle n'est pas associée à la destruction du point chaud que l'on pourrait observer avec un diagnostic d'imagerie résolue en temps. C'est l'instabilité du filament qui donne lieu à cette destruction du speckle et qui réduit ainsi le *temps de vie* de ces

derniers au temps $r_0/c_s \simeq 27$ ps qu'il faut au point chaud pour s'autofocaliser avant de subir l'instabilité du filament. Cette instabilité, en induisant un éclaircissement laser instationnaire, peut limiter le marquage des défauts responsables, à long terme, de la croissance des instabilités hydrodynamiques. Il faut bien souligner dans ces conditions la différence entre temps de cohérence du laser et temps de vie des points chauds.

Outre ces travaux, cette équipe du LULI est à l'origine des premières mesures de la réduction de la cohérence spatiale d'un faisceau à la limite de diffraction [Michel 04], après propagation dans le plasma. Ces études sont complétées par une étude expérimentale des ondes acoustiques mises en jeu dans le lissage par plasma [Bandulet 03].

L'ensemble de ces travaux expérimentaux a notamment permis de valider des codes d'interaction code HARMONY, ou PARAX. Ils montrent l'importance de la prise en compte des effets thermiques non locaux dans l'excitation des ondes acoustiques pour rendre compte des expériences [Myatt 01, Michel 03b]. Dans PARAX, cette prise en compte est réalisée dans le cadre du modèle [Brantov 99] (cf. Sec. 1.6.2).

Comme le souligne le travail mené au CEA/DPTA entre 1998 et 2003, l'ensemble des observations recueillies dans ces études est intéressant du point de vue de la FCI. Les références [Riazuelo 99, Riazuelo 00] montrent, au travers de simulations numériques réalisées avec le code PARAX, que le phénomène de lissage par plasma est présent dans les conditions du Laser Méga-Joule. L'effet du plasma vient alors s'ajouter au lissage optique spatial et temporel et aide à la réduction des instabilités paramétriques. Ces articles constituent la première étude qualitative de l'auto-lissage en trois dimensions dans les conditions caractéristiques de la FCI. L'influence de plusieurs paramètres y est étudiée, et notamment, l'importance de l'amortissement des ondes acoustiques ioniques dans le phénomène de lissage y est soulignée. La référence [Walraet 03b] constitue quant à elle une étude détaillée des différentes techniques de lissage envisageables sur les faisceaux laser de puissances et confirme la présence du lissage par plasma pour toutes ces techniques. Enfin, la Réf. [Still 00] est une étude de l'auto-lissage dans les conditions pertinentes pour le projet américain NIF.

2.2.2 Le lissage induit par plasma sous la puissance critique

Dans l'ensemble des études présentées précédemment, la puissance véhiculée par un speckle moyen approche la puissance critique pour la filamentation pondéromotrice. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 1.4.1, la plupart des points chauds ont une intensité au moins deux à trois fois supérieure à cette valeur moyenne. Nous pouvons donc estimer que la majorité des points chauds contenus dans le volume focal véhiculent une puissance supérieure à la puissance critique pour la filamentation dès lors que l'intensité moyenne du faisceau est supérieure ou de l'ordre de la moitié de l'intensité

seuil pour l'autofocalisation. Ces points chauds sont alors instables et participent au lissage induit par plasma selon les mécanismes décrits ci-avant.

Lorsque l'intensité moyenne du faisceau laser est en bien dessous de l'intensité seuil pour l'autofocalisation ($\langle I \rangle < I_s/2$), il est nécessaire d'estimer quelle fraction des speckles va être instable du point de vue de la filamentation. Nous rappelons que le nombre de speckles, dans un volume donné, ayant une intensité maximale au dessus d'une intensité I donnée, est donné par l'Eq. (1.100). Il en découle que le nombre de points chauds au dessus de $2\langle I \rangle$ dans un volume donné est en moyenne $N_{sp} = N(2) = \alpha 17\sqrt{2}/(10e^2)$, où α est une constante dépendant de la géométrie de l'optique utilisée. En considérant que les points chauds de la tache focale ont en moyenne les mêmes dimensions caractéristiques, nous pouvons alors estimer quelle fraction de ces speckles véhicule une puissance supérieure à la puissance critique pour l'autofocalisation :

$$f_c(\hat{P}) = \frac{N(\hat{P})}{N_{sp}} = \frac{10e^2}{17\sqrt{2}} \left[\hat{P}^{-3/2} + \frac{3}{10}\hat{P}^{-1/2} \right] \exp\left(-\frac{1}{\hat{P}}\right), \quad (2.1)$$

où $\hat{P} = \langle P_{sp} \rangle / P_c$ est le rapport de la puissance véhiculée par un speckle à l'intensité moyenne sur la puissance critique pour la filamentation pondéromotrice. Cette fraction est reportée Fig. 2.5. Il apparaît que, même dans les cas pour lesquels les conditions d'interaction sont les plus faibles, et qui correspondent à des rapports $\hat{P} \simeq 0.2$, plus de 20% des points chauds véhiculent une puissance au delà du seuil de filamentation. Une part importante de l'énergie laser est donc véhiculée par des points chauds instables du point de vue des instabilités précédemment étudiées. Les mécanismes décrits ci-avant jouent donc un rôle prépondérant dans le lissage observé. Rôle d'autant plus important que la prise en compte des effets thermiques rabaisse le seuil pour l'instabilité d'autofocalisation en accroissant le creusement de la densité.

Cependant, des observations à très bas flux laser ont montré que la propagation d'un laser spatialement lissé dans un plasma pouvait induire un lissage du faisceau transmis, même à des puissances moyennes dans le speckle bien en dessous de la puissance critique pour la filamentation [Jalinaud 93, Michel 03a, Malka 03]. Dans ces expériences, l'intensité véhiculée par un speckle à l'intensité moyenne est de l'ordre de 2 à 6% de la puissance critique, selon que l'on prenne ou non en compte les effets thermiques. Dans de telles conditions, la fraction de speckles au dessus de la puissance critique pour la filamentation est de l'ordre de 10^{-5} (cf. Fig. 2.5). Dans les expériences citées ci-avant, le nombre de points chauds dans le volume d'interaction n'excède pas 10^4 . Il est donc statistiquement improbable de trouver un speckle dans le volume focal qui véhicule une puissance supérieure à la puissance critique pour la filamentation⁸.

⁸Remarquons tout de même que, même si un à quelques speckles ont une intensité au delà du seuil, les mécanismes étudiés dans les sections précédentes ne sont importants que dans la mesure où la fraction d'énergie véhiculée par ces points chaud est significative.

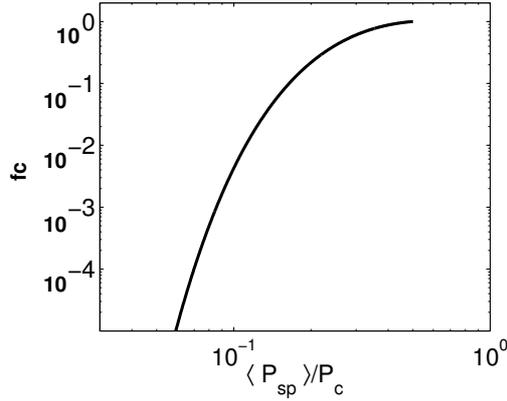


FIG. 2.5 – Fraction des speckles ayant une intensité deux fois supérieure à l’intensité moyenne véhiculant une puissance supérieure à la puissance critique pour la filamentation, en fonction du paramètre puissance moyenne sur puissance critique \hat{P} . Les échelles verticales et horizontales sont logarithmiques.

Dès lors, l’ensemble des points chauds devrait être stable et stationnaire. Ce qui est en contradiction avec les observations. Cette perte de cohérence temporelle observée est confirmée dans des simulations réalisées avec le code PARAX [Michel 03a, Malka 03].

Dans ce régime bien en dessous du seuil d’autofocalisation, aucun mécanisme au niveau du point chaud lui-même ne permet d’expliquer la perte de cohérence observée. En effet, des simulations réalisées avec un seul speckle dans des conditions similaires montrent que ce dernier atteint rapidement un état stationnaire. Il faut donc voir dans cette perte de cohérence un effet “multi-speckle”, mettant en jeu l’ensemble des points chauds de la tache focale.

La Réf. [Malka 03] suggère que les points chauds subissent la diffusion multiple sur les fluctuations de densité induites par leurs voisins. Cette diffusion s’apparente à une marche aléatoire. Tout au long de leur propagation dans le plasma, les rayons lumineux subissent des réfractions successives sur les fluctuations de densité créées par leurs voisins. L’angle moyen pour chaque réfraction est estimé comme le rapport du retard dû à la propagation dans la perturbation de densité, par la largeur l_c de cette perturbation $\delta\theta \simeq L_c \delta n_e / (l_c n_c)$, L_c étant la longueur caractéristique de la perturbation de densité. La direction des déviations successives est aléatoire de sorte que l’angle moyen après de nombreuses réfractions est nul. Mais cette diffusion multiple des rayons lumineux induit un élargissement angulaire du faisceau laser qui augmente linéairement avec le nombre de diffusion. Après propagation sur une distance z , l’écart type angulaire de la lumière transmise autour de la direction de propagation est $\langle\theta^2\rangle^{1/2} \simeq \delta\theta z / L_c$. Dans le cas où les fluctuations de densité sont induites par les speckles, $l_c \simeq \rho_0$, $L_c \simeq L_R$ et $\delta n \simeq I / (c n_c T_e)$. En considérant que la lumière diffusée est décorrélée de la lumière

incidente lorsque l'angle d'ouverture induit par le plasma dépasse l'angle d'ouverture du faisceau incident $\theta_0 \simeq k_0 \rho_0$, les auteurs déduisent le critère suivant pour le lissage induit par plasma sous la puissance critique :

$$\left(\frac{I}{c n_c T_e} \frac{n_e}{n_c} \right)^2 k_0 L L_R > 1. \quad (2.2)$$

Ainsi, ce lissage devrait apparaître dès lors que le faisceau laser interagit avec une longueur suffisante de plasma, longueur d'autant plus courte que la force de l'interaction sera importante. Nous revenons largement sur ce critère dans la suite de ce travail.

Notons que ce phénomène tel qu'il est décrit ici est très proche de celui mis en évidence dans la Réf. [Coggeshall 88] et précédemment mentionné.

Avant de clore cette présentation des travaux précédent cette thèse, notons que dans la Réf. [Michel 03a], l'auteur souligne que la perte de cohérence pourrait être due à la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Il observe en effet dans certaines simulations à bas flux laser un décalage vers le rouge de la lumière transmise.

Enfin, nous orientons le lecteur vers deux Réfs. [Pesme 02, Labaune 04] qui synthétisent les études menées par différentes équipes françaises pour mieux comprendre l'interaction laser-plasma en régime nanoseconde.

2.3 Quels objectifs pour cette thèse ?

La question des modifications des propriétés de cohérence des laser intenses dans les plasmas de FCI suscite un vif intérêt de la communauté de l'interaction laser plasma depuis la fin des années 80'. De nombreuses études ont montré l'importance de l'instabilité de filamentation et de son couplage à la diffusion Brillouin stimulée dans le lissage induit par plasma dans des régimes où une fraction importante de points chauds est instable vis-à-vis de ces mécanismes.

Plus récemment, le lissage induit par plasma est observé dans des régimes de plus basse intensité, où les points chauds véhiculent une puissance en dessous du seuil de filamentation. A ce niveau, seuls des mécanismes mettant en jeu un ensemble de speckles peuvent expliquer la perte de cohérence. Au début de cette thèse, le mécanisme responsable n'est pas clairement identifié. C'est donc le premier objectif de ce travail que d'identifier le ou les processus responsables du lissage induit par plasma sous la puissance critique pour la filamentation. Pour cela, nous développons dans les deux prochains chapitres des modèles statistiques pour décrire les phénomènes de diffusion multiple du laser sur les fluctuations de densité auto-induites et de diffusion Brillouin vers l'avant pour les faisceaux temporellement et/ou spatialement incohérents. Ces modèles nous permettent de mieux comprendre comment les corrélations entre les différents points chauds apparaissent au cours de la propagation. Les modèles de points

chauds indépendants n'apportent alors plus une bonne description de l'interaction laser-plasma.

Notre second objectif est d'observer et de caractériser ce phénomène au travers de simulations numériques. Ces simulations en trois dimensions sont réalisées avec le code PARAX. Nous présentons dans le cinquième chapitre de ce manuscrit les diagnostics qui ont été développés dans le code au cours de cette thèse pour caractériser la perte de cohérence. Ils nous permettent de mieux comprendre comment apparaît le lissage. Différentes configurations de l'interaction laser-plasma sont étudiées pour souligner l'importance des différents effets dans l'incohérence induite.

Le troisième objectif de ce travail de doctorat est le dimensionnement et l'interprétation d'une expérience réalisée sur l'installation ALISE du CEA/CESTA, lors de laquelle nous devons mettre en évidence la perte de cohérence induite sous la puissance critique. Nous présentons le travail réalisé et les résultats obtenus dans le sixième et dernier chapitre de cette thèse.

Tout au long de ce travail, nous nous attachons à souligner l'importance de la prise en compte des effets des corrélations entre les différents points chauds pour correctement modéliser la propagation du faisceau laser dans le plasma. Les phénomènes étudiés sont en effet présents dans les régimes caractéristiques de la FCI. Les comprendre est nécessaire pour maîtriser la propagation du faisceau et ainsi optimiser le couplage entre le laser et la cible.

Chapitre 3

Modélisation statistique de la diffusion multiple de faisceaux partiellement incohérents sur les fluctuations de densité induites

Sommaire

3.1	Propagation d'un faisceau partiellement cohérent dans un milieu aléatoirement inhomogène	90
3.1.1	Equation de propagation pour la fonction de corrélation du champ électrique	91
3.1.2	Propagation dans un milieu aléatoirement inhomogène . . .	94
3.2	Description statistique des fluctuations de densité induites par un laser partiellement cohérent	97
3.2.1	Rappel sur les fluctuations de densité induites par un monospeckle	97
3.2.2	Fluctuations de densité induites par un faisceau spatialement incohérent : Première approche	101
3.2.3	Fluctuations de densité induites par un faisceau temporellement et/ou spatialement incohérent : approche de l'équation stochastique	103
3.3	Description couplée de la diffusion multiple de faisceaux partiellement incohérents sur les fluctuations de densité induites	114
3.3.1	Approche perturbative	117
3.3.2	Discussion sur la longueur caractéristique de lissage	119
3.4	Conclusions	120

Dans le chapitre précédent, il a été montré que la propagation d'un faisceau laser spatialement lissé dans un plasma tend à réduire les propriétés de cohérence spatiale et temporelle du faisceau, même lorsque la puissance véhiculée par les speckles est inférieure à la puissance seuil pour l'autofocalisation [Malka 03, Michel 03a]. Seuls des phénomènes mettant en jeu l'ensemble des speckles permettent de comprendre ce lissage induit. L'un de ces phénomènes est la diffusion multiple du laser sur les fluctuations de densité auto-induites dans le plasma. Le scénario en est le suivant. L'ensemble des points de la tache focale crée, *via* la force pondéromotrice et le chauffage local du plasma, des fluctuations de la densité de plasma, les ondes acoustiques. Ces ondes, qui sont associées à une modification locale de l'indice optique du milieu, se propagent dans le plan transverse à la direction du laser et modifient la propagation des speckles voisins. Après une certaine distance, les propriétés de cohérence temporelle et spatiale du faisceau s'en trouvent réduites.

Pour modéliser ce phénomène, il nous faut faire appel à des outils statistiques, ceux présentés dans le Chap. 1. Dans la première section de ce chapitre, nous décrivons la propagation d'un faisceau laser aléatoire, *i.e.* temporellement et/ou spatialement incohérent, dans un milieu d'indice optique aléatoirement variable. Dans la seconde section, nous nous intéressons à la description d'un tel milieu dans le cas où les fluctuations d'indice du milieu sont induites par le faisceau laser lui-même sous la forme d'ondes acoustiques. Enfin, nous couplons les deux descriptions afin de mettre en évidence la pertinence des mécanismes étudiés dans le phénomène de lissage induit.

3.1 Propagation d'un faisceau partiellement cohérent dans un milieu aléatoirement inhomogène

Cette section formalise la propagation d'un faisceau laser dans un plasma aléatoirement inhomogène. Pour cela, nous écrivons dans le cadre d'une approximation paraxiale une équation de propagation non plus pour le champ électrique du faisceau laser, mais pour la fonction de corrélation de ce champ électrique.

La diffusion multiple des ondes est un phénomène universel, étudié notamment à la fin des années 60' pour modéliser la propagation d'ondes électromagnétiques dans l'atmosphère turbulent, la couronne solaire ou le milieu interstellaire. Dans la Réf. [Klyatskin 80], l'auteur résume ce phénomène de la façon suivante¹ : *“Lors de la propagation des ondes dans un milieu comportant des inhomogénéités de gros calibres (en comparaison de la longueur d'onde), les fluctuations du champ ondulatoire croissent désormais avec la distance en raison de la diffusion multiple”*. Nous revisitons l'approche proposée dans cette référence en l'appliquant à la propagation d'un laser

¹Propos tirés de la Réf. [Klyatskin 80].

dans un plasma aléatoirement inhomogène. Nous supposons que la densité moyenne est sous-critique et l'amplitude des fluctuations est petite.

3.1.1 Equation de propagation pour la fonction de corrélation du champ électrique

Notre équation de départ est l'équation paraxiale (1.66) appliquée aux champs électriques du laser en deux points d'un même plan transverse z et deux instants (t_1, z, \mathbf{r}_1) et (t_2, z, \mathbf{r}_2) . Le terme de dérivée temporelle est négligé dans le propagateur comme discuté dans la Sec. 1.6.1. Nous obtenons :

$$\left(\partial_z - \frac{i}{2k_0} \nabla_1^2 \right) E_1(z) = -i \frac{k_0 n_0}{2n_c} \delta n_1(z) E_1(z) \quad (3.1)$$

$$\left(\partial_z - \frac{i}{2k_0} \nabla_2^2 \right) E_2(z) = -i \frac{k_0 n_0}{2n_c} \delta n_2(z) E_2(z), \quad (3.2)$$

où les champs $E_1(z)$ et $E_2(z)$ et les densités $\delta n_1(z)$ et $\delta n_2(z)$ représentent respectivement les champs et densités en (t_1, z, \mathbf{r}_1) et (t_2, z, \mathbf{r}_2) et ∇_1^2 et ∇_2^2 représentent les Laplaciens transverses par rapport aux vecteurs \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 , respectivement. En multipliant l'Eq. (3.1) par $E_2^*(z)$ et le complexe conjugué de l'Eq. (3.2) par $E_1(z)$, puis en sommant les deux équations obtenues, nous pouvons écrire l'équation pour le produit des deux champs $E_1(z) E_2^*(z)$:

$$\left(\partial_z - \frac{i}{2k_0} (\nabla_1^2 - \nabla_2^2) \right) E_1(z) E_2^*(z) = -i \frac{k_0 n_0}{2n_c} [\delta n_1(z) - \delta n_2(z)] E_1(z) E_2^*(z). \quad (3.3)$$

En considérant le second terme dans le membre de gauche comme un terme source dans une équation différentielle du premier ordre en z , nous obtenons la solution formelle de cette équation sous la forme :

$$E_1(z) E_2^*(z) = E_1(0) E_2^*(0) \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2n_c} \int_0^z dz' [\delta n_1(z') - \delta n_2(z')] \right) \quad (3.4)$$

$$+ \frac{i}{2k_0} \int_0^z dz' (\nabla_1^2 - \nabla_2^2) E_1(z') E_2^*(z') \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2n_c} \int_{z'}^z dz'' [\delta n_1(z'') - \delta n_2(z'')] \right).$$

Nous prenons alors la moyenne statistique de cette équation. Nous remarquons que, du fait des bornes des différentes intégrales, il est possible de factoriser les contributions des champs électriques et des fluctuations de densité dans les moyennes en supposant que le champ électrique en z_1 est indépendant des fluctuations de densité en $z_2 > z_1$. Cette hypothèse est consistante avec l'hypothèse de diffusion vers l'avant et revient à négliger l'effet d'éventuelles rétrodiffusions. En introduisant les nouvelles coordonnées $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ et $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, les temps $T = (t_1 + t_2)/2$ et $\tau = t_1 - t_2$, en

réécrivant $\nabla_1^2 - \nabla_2^2 = 2 \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}}$, nous obtenons alors pour la fonction de corrélation $\Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \langle E_1(z) E_2^*(z) \rangle$:

$$\Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \Gamma(T, 0, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \left\langle \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2 n_c} \int_0^z dz' [\delta n_1(z') - \delta n_2(z')] \right) \right\rangle \\ + \frac{i}{k_0} \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \int_0^z dz' \Gamma(T, z', \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \left\langle \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2 n_c} \int_{z'}^z dz'' [\delta n_1(z'') - \delta n_2(z'')] \right) \right\rangle .$$

Nous attendons que la diffusion multiple de la lumière sur des fluctuations de densité de longueur caractéristique L_c modifie les propriétés de cohérence du laser après propagation sur une distance bien plus grande que L_c . Ainsi, nous pouvons considérer la propagation du faisceau laser dans le milieu aléatoirement inhomogène comme une marche aléatoire. Notamment, l'intégrale des fluctuations de densité le long de la propagation $\int_0^z dz' (\delta n_1(z') - \delta n_2(z'))$ peut être considérée comme un processus Brownien, les incréments de cette intégrale étant alors indépendants. En introduisant la fonction :

$$\langle v(z) \rangle = \left\langle \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2 n_c} \int_0^z dz' [\delta n_1(z') - \delta n_2(z')] \right) \right\rangle ,$$

cette hypothèse, que l'auteur de la Réf. [Klyatskin 80] qualifie d'approximation de diffusion, nous permet de factoriser :

$$\langle v(z) \rangle = \langle v(z') \rangle \left\langle \exp \left(-i \frac{k_0 n_0}{2 n_c} \int_{z'}^z dz'' [\delta n_1(z'') - \delta n_2(z'')] \right) \right\rangle .$$

Ainsi, nous obtenons :

$$\Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \Gamma(T, 0, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \langle v(z) \rangle + \frac{i}{k_0} \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \int_0^z dz' \frac{\langle v(z) \rangle}{\langle v(z') \rangle} \Gamma(T, z', \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) .$$

A ce niveau, il faut bien noter que des dépendances en T , τ , \mathbf{R} et $\boldsymbol{\rho}$ sont cachées dans la fonction $v(z)$. Nous considérons dans la suite que le milieu dans lequel se propage le laser est uniformément inhomogène, *i.e.* que les fluctuations de densité sont uniformément réparties dans le milieu de sorte que la fonction $v(z)$ ne dépend pas de la variable macroscopique \mathbf{R} . Il s'en trouve que l'opérateur $\nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}}$ ne s'applique pas à $\langle v(z) \rangle$. En divisant l'équation précédemment établie par $\langle v(z) \rangle$, puis en dérivant par rapport à z , en multipliant par $\langle v(z) \rangle$ l'équation alors obtenue et en notant que $\langle v(z) \rangle \partial_z \langle v(z) \rangle^{-1} = -\partial_z \ln \langle v(z) \rangle$, il vient :

$$\left(\partial_z - \frac{i}{k_0} \nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \right) \Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \partial_z \ln \langle v(z) \rangle .$$

L'approximation de diffusion précédemment faite nous permet de simplifier le membre de droite de cette équation. En effet, puisque le laser parcourt une distance bien supérieure à la longueur caractéristique L_c des fluctuations de densité, le théorème central limite nous assure que l'intégrale $\int_0^z dz' (\delta n_1(z') - \delta n_2(z'))$ suit une statistique Gaussienne². Puisque pour une variable aléatoire α suivant une statistique Gaussienne

²L'approximation de diffusion permet cette conclusion quelque soit la statistique à laquelle obéissent les fluctuations de densité.

centrée, $\langle \exp(i\alpha) \rangle = \exp(-\langle \alpha^2 \rangle / 2)$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \partial_z \ln \langle v(z) \rangle &= -\frac{k_0^2 n_0^2}{8 n_c^2} \partial_z \int_0^z dz_1 \int_0^z dz_2 \left[\langle \delta n_1(z_1) \delta n_1(z_2) \rangle + \langle \delta n_2(z_1) \delta n_2(z_2) \rangle \right. \\ &\quad \left. - \langle \delta n_1(z_1) \delta n_2(z_2) \rangle - \langle \delta n_2(z_1) \delta n_1(z_2) \rangle \right]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nous supposons alors que la contribution longitudinale de la fonction de corrélation des fluctuations de densité est factorisable des contributions temporelle et transverse et quelle est de la forme³ $(1 + (z_1 - z_2)^2 / L_c^2)^{-1}$, où L_c est la longueur caractéristique des fluctuations de densité. En introduisant le changement de variable $\zeta = z_1 - z_2$ et $z = (z_1 + z_2) / 2$ dans le produit d'intégrale précédent, en notant que le Jacobien de cette transformation est 1, nous obtenons alors l'équation pour la fonction de corrélation du champ électrique :

$$\begin{aligned} &\partial_z \Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) - \frac{i}{k_0} (\nabla_{\mathbf{R}} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}}) \Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \\ &= \pi L_c \frac{k_0^2 n_0^2}{4 n_c^2} \left[D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) - D_N(T, z, 0, \mathbf{0}) \right] \Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}), \end{aligned} \quad (3.6)$$

où est apparue la fonction de corrélation dans le plan transverse des fluctuations de densité :

$$D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle \delta n \left(T + \frac{\tau}{2}, z, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) \delta n \left(T - \frac{\tau}{2}, z, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) \right\rangle, \quad (3.7)$$

que nous avons supposée indépendante de la variable macroscopique \mathbf{R} .

Cette équation (3.6) est notre point de départ pour l'étude de la perte de cohérence du faisceau laser lors de sa propagation dans le plasma. Avant d'étudier plus en avant cette équation, nous remarquons deux choses. D'une part, lors de la propagation dans un milieu homogène, $D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) = 0$, nous retrouvons immédiatement l'Eq. (1.88) de transport de la fonction de Wigner. D'autre part, ayant négligé la dérivée temporelle dans l'équation paraxiale, nous voyons apparaître que la dépendance sur les temps T et τ de la fonction de corrélation du champ électrique du laser est directement liée à la dépendance sur ces temps de la fonction de corrélation des fluctuations de densité : le laser répond instantanément aux modifications du milieu. Nous verrons que cette propriété a pour effet de réduire très rapidement le temps de cohérence de la lumière diffusée au temps caractéristique des ondes acoustiques se propageant dans le milieu traversé.

Le même raisonnement que celui que nous venons d'utiliser pour écrire l'équation gouvernant la fonction de corrélation du champ électrique nous permet de trouver

³Nous prenons ici cette forme de la fonction de corrélation longitudinale des fluctuations de densité car, nous le voyons dans la suite du chapitre Sec. 3.2.3, elle correspond à la forme obtenue pour des fluctuations de densité induite par un laser spatialement lissé. Selon le type de perturbation de la densité, cette dépendance peut être modifiée.

l'équation pour la fonction d'autocorrélation $\Gamma_{EE}(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \langle E(T + \tau/2, z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E(T - \tau/2, z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle$:

$$\begin{aligned} & \partial_z \Gamma_{EE}(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) - \frac{i}{2k_0} (\nabla_{\mathbf{R}}^2 + \nabla_{\boldsymbol{\rho}}^2) \Gamma_{EE}(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \\ &= \pi L_c \frac{k_0^2 n_0^2}{4 n_c^2} \left[D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) + D_N(T, z, 0, \mathbf{0}) \right] \Gamma_{EE}(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un faisceau laser lissé par l'utilisation d'une lame de phase, nous avons souligné dans la Sec. 1.4.1, que cette fonction d'auto-corrélation Γ_{EE} est nulle au meilleur foyer. Les Eqs. (3.6) et (3.8) précédemment établies nous montrent que, si la fonction Γ_{EE} est initialement négligeable devant Γ , alors cette propriété se conserve au cours de la propagation. Dans la suite de ce travail, la fonction Γ_{EE} est donc négligée.

Enfin, les équations relatives aux moments du champ d'ordre supérieur peuvent être obtenues de manière analogue, comme proposé dans la Réf. [Klyatskin 80].

3.1.2 Propagation dans un milieu aléatoirement inhomogène

Nous avons établi une équation de transport pour la fonction de corrélation du champ électrique dans un plasma aléatoirement inhomogène, décrit par sa fonction de corrélation en densité. Si cette fonction de corrélation est connue, il est alors possible de résoudre l'Eq. (3.6) de transport. Pour cela, nous passons dans l'espace de Fourier pour la composante macroscopique⁴ \mathbf{R} :

$$\begin{aligned} & \partial_z \tilde{\Gamma}(T, z, \mathbf{K}, \tau, \boldsymbol{\rho}) + \frac{\mathbf{K}}{k_0} \cdot \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \tilde{\Gamma}(T, z, \mathbf{K}, \tau, \boldsymbol{\rho}) \\ &= \pi L_c \frac{k_0 n_0^2}{4 n_c^2} \left[D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) - D_N(T, z, 0, \mathbf{0}) \right] \tilde{\Gamma}(T, z, \mathbf{K}, \tau, \boldsymbol{\rho}). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Cette équation est résolue en appliquant, par exemple, la méthode des caractéristiques. Celle-ci consiste à introduire la fonction $q(z) = \tilde{\Gamma}(T, z, \mathbf{K}, \boldsymbol{\rho} + z \mathbf{K}/k_0)$. De l'équation précédente, nous déduisons :

$$\frac{d}{dz} q(z) = \pi L_c \frac{k_0 n_0^2}{4 n_c^2} \left[D_N(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho} + z \mathbf{K}/k_0) - D_N(T, z, 0, \mathbf{0}) \right] q(z). \quad (3.10)$$

La fonction $q(z)$ satisfait donc à une équation différentielle du premier ordre et peut ainsi être calculée en connaissant la donnée initiale $q(0)$. Pour simplifier, nous supposons que la fonction de corrélation des fluctuations de densité est constante au cours de la propagation. Nous obtenons alors :

$$q(z) = q(0) \exp \left(\pi L_c \frac{k_0 n_0^2}{4 n_c^2} \int_0^z dz' \left[D_N(T, \tau, \boldsymbol{\rho} + z' \mathbf{K}/k_0) - D_N(T, 0, \mathbf{0}) \right] \right). \quad (3.11)$$

⁴Dans le Chap. 1, nous étions passés dans l'espace de Fourier pour la composante microscopique $\boldsymbol{\rho}$ afin de faire apparaître la transformée de Wigner. Ici, il est plus judicieux de faire la transformation de Fourier sur la composante \mathbf{R} afin d'éviter l'apparition d'un produit de convolution dans le membre de droite.

Par conséquent, la fonction de corrélation du champ électrique dans l'espace réel est obtenue par transformation de Fourier inverse :

$$\Gamma(T, z, \mathbf{R}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{(2\pi)^D} \int d\mathbf{K} \widetilde{\Gamma}_0 \left(T, \mathbf{K}, \tau, \boldsymbol{\rho} - \frac{z\mathbf{K}}{k_0} \right) \quad (3.12)$$

$$\times \exp \left(+i \mathbf{K} \cdot \mathbf{R} + \pi L_c \frac{k_0 n_0^2}{4 n_c^2} \int_0^z dz' \left[D_N \left(T, \tau, \boldsymbol{\rho} - \frac{(z-z')\mathbf{K}}{k_0} \right) - D_N(T, 0, \mathbf{0}) \right] \right),$$

où $\widetilde{\Gamma}_0$ est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du laser incident.

Afin d'illustrer le mécanisme de perte de cohérence temporelle et spatiale, nous nous intéressons au cas le plus simple où le laser incident à une intensité constante au cours du temps et une extension transverse infinie, $\widetilde{\Gamma}_0(T, \mathbf{K}, \tau, \boldsymbol{\rho}) = (2\pi)^D \gamma_0(\tau, \boldsymbol{\rho}) \delta^D(\mathbf{K})$. L'intégrale sur les directions \mathbf{K} est immédiate :

$$\Gamma(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \gamma_0^\perp(\tau, \boldsymbol{\rho}) \exp \left(\frac{\pi}{4} L_c k_0^2 \frac{n_0^2}{n_c^2} z [D_N(T, \tau, \boldsymbol{\rho}) - D_N(T, 0, \mathbf{0})] \right) \quad (3.13)$$

Intéressons nous à la propagation d'un faisceau Gaussien, spatialement lissé et temporellement cohérent :

$$\gamma_0(\tau, \boldsymbol{\rho}) = \langle I \rangle \exp \left(-\boldsymbol{\rho}^2 / (2\rho_0^2) \right). \quad (3.14)$$

Considérons un milieu dont la fonction de corrélation est :

$$D_N(T, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \delta n^2(T) \exp \left(-\tau^2 / (2\tau_M^2) - \boldsymbol{\rho}^2 / (2\rho_M^2) \right), \quad (3.15)$$

où τ_M et ρ_M sont respectivement les temps et rayons caractéristiques des fluctuations de densité du milieu et $\delta n(T)$ le niveau moyen des fluctuations de densité. L'équation (3.6) montre que la part de lumière diffusée croît au cours de la propagation sur une longueur caractéristique $\Lambda_C \simeq (4/\pi)/(L_c k_0^2 \delta n^2/n_c^2)$. En prenant le développement limité de la fonction de corrélation de la densité pour $|\boldsymbol{\rho}| < \rho_M$, les rayon et temps de cohérence de la lumière diffusée, définis comme les demi-largeurs à un $1/\sqrt{e}$ de la fonction de corrélation de la lumière transmise, sont modifiés au cours de la propagation comme⁵ :

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 + \frac{z}{\Lambda_C} \frac{\rho_0^2}{\rho_M^2} \right)^{-1/2}, \quad \tau(z) = \sqrt{\frac{\Lambda_C}{z}}, \quad (3.16)$$

ce qui dénote d'un effet de lissage spatial d'une part, et temporel d'autre part. La Fig. 3.1a montre l'évolution au cours de la propagation du spectre temporel de la lumière transmise, calculé numériquement après transformation de Fourier sur le temps microscopique τ de l'Eq. (3.13). Il apparaît que l'élargissement du spectre temporel est symétrique. C'est une propriété caractéristique du spectre de la lumière après diffusion

⁵Ce comportement est en bon accord avec le calcul numérique de la largeur de la fonction (3.13), dans les conditions mentionnées ici.

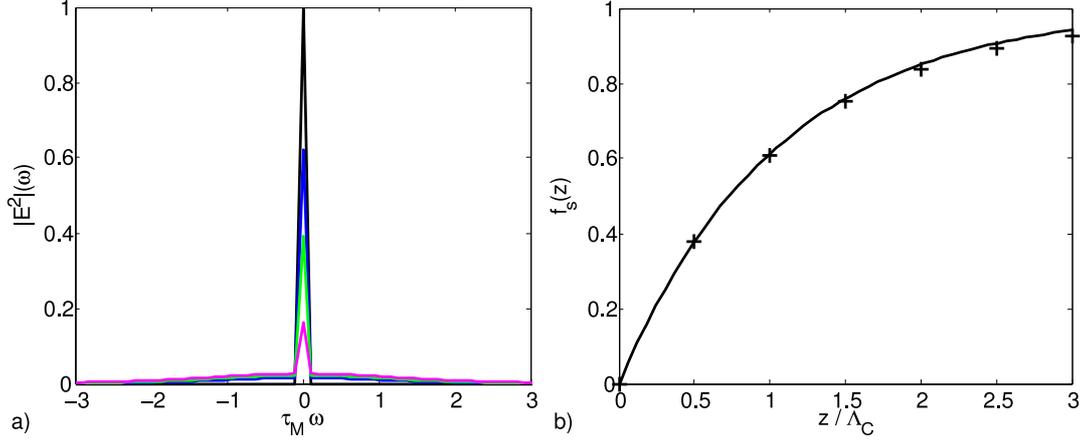


FIG. 3.1 – a) Spectre temporel de la lumière au cours de sa propagation, en unité arbitraire. $z = 0$ en noir, $z = 0.5 \Lambda_C$ en bleu, $z = \Lambda_C$ en vert et $z = 2 \Lambda_C$ en magenta. b) Evolution au cours de la propagation de la fraction de l’intensité laser étant diffusée à $|\omega| > T^{-1}$. Les + rendent compte du calcul numérique, la courbe solide est un ajustement.

multiple sur des fluctuations de densité dans un régime non stimulé. Afin de quantifier la perte de cohérence, nous pouvons mesurer la fraction d’énergie diffusée hors du pic monochromatique, à $|\omega| > T^{-1}$, du laser :

$$f_S(z) = \frac{\int_{|\omega| > 1/T} |E(\omega)|^2 d\omega}{\int |E(\omega)|^2 d\omega}. \quad (3.17)$$

Nous présentons Fig. 3.1b l’évolution avec z de cette quantité, calculée à partir du spectre de la Fig. 3.1a. Un ajustement de cette fonction, valable pour $z \lesssim 2 \Lambda_C$, est proposé, tel que $f_S(z) = 1 - \exp(-0.95 z/\Lambda_C)$. Nous nous en servons dans le Chap. 5, pour estimer à partir des simulations la longueur caractéristique pour le lissage induit.

Ainsi, lors de la propagation d’un faisceau laser dans un plasma présentant des inhomogénéités de densité électronique aléatoirement réparties, les propriétés de cohérence spatiale et temporelle de ce faisceau sont réduites. Dans le cadre de la fusion inertielle par laser, cette constatation peut permettre de réduire fortement les inhomogénéités de l’éclairement du faisceau par l’utilisation de matériaux naturellement inhomogènes comme certains milieux alvéolaires, par exemple⁶.

⁶Partant de ce constat, une expérience a été dimensionnée, sur les installations LULI 2000 et LIL, pour mettre en évidence la réduction de l’imprint laser sur des cibles par l’utilisation de mousses sous-denses entourant les cibles. Contrairement à des expériences antérieures, lesquelles s’intéressaient aux mousses pour leur propriétés hydrodynamiques, cette campagne expérimentale étudie, en plus de leurs propriétés hydrodynamiques, les propriétés optiques de ces milieux.

3.2 Description statistique des fluctuations de densité induites par un laser partiellement cohérent

Les fluctuations de la densité du plasma responsables de la diffusion multiple du laser peuvent être créées par le faisceau laser lui-même, *via* les effets thermiques et/ou la force pondéromotrice associés respectivement à l'éclairement laser et à ses inhomogénéités. Si elles sont de faibles amplitudes, ces fluctuations peuvent être décrites par l'Eq. (1.39) d'onde acoustique ionique.

Dans cette section, nous proposons une description statistique des fluctuations de densité induites par un laser temporellement et/ou spatialement incohérent. Cette description de la réponse du plasma est intéressante car elle permet de décrire comment réagit le plasma aux faisceaux laser qui sont caractéristiques de la FCI. Une première approche a été proposée dans la Réf. [Brantov 99]. Nous obtenons des résultats similaires pour la fonction de corrélation des fluctuations de densité avec l'avantage que notre méthode permet de décrire l'évolution temporelle de ces perturbations. Notamment, nous établissons une équation pour la fonction de corrélation des fluctuations de densité dans le plan transverse $D_N(T, \tau, \boldsymbol{\rho})$.

3.2.1 Rappel sur les fluctuations de densité induites par un monospeckle

Avant de nous lancer dans la description des fluctuations de densité induites par des faisceaux aléatoires, nous rappelons quelques résultats sur les perturbations induites par un faisceau laser régulier⁷. Notre point de départ est l'Eq. (1.39). Afin d'illustrer le plus simplement possible le mécanisme d'excitation des fluctuations de densité, nous considérons un plasma non isotherme $T_e \gg T_i$ pour lequel $v_s \simeq c_s$ et dont l'amortissement des ondes acoustiques est faible. Nous le négligeons et obtenons alors :

$$\left(\partial_t^2 - c_s^2 \nabla_\perp^2\right) \delta n(t, \mathbf{r}) = c_s^2 \nabla_\perp^2 \hat{A} \frac{I(t, \mathbf{r})}{cn_c T_e}, \quad (3.18)$$

où \hat{A} est l'opérateur permettant de prendre en compte les effets thermiques dans l'excitation des fluctuations de densité et dont le spectre dans l'espace de Fourier pour la composante transverse est donné par l'Eq. (1.40).

Illustration des mécanismes mis en jeu par le cas à une dimension transverse

Afin d'illustrer d'une part, la méthode de résolution des équations de ce type et, d'autre part, les mécanismes à la base de l'excitation des fluctuations de densité, nous

⁷Nous entendons ici par faisceau régulier, un faisceau ayant une distribution d'intensité transverse $I(t, \mathbf{r})$ connue, comme par exemple un monospeckle.

considérons le cas purement pondéromoteur ($\hat{A} = 1/2$) avec une distribution d'intensité $I(t, x)$ à une dimension transverse x . Nous supposons aussi que les composantes spatiale et temporelle de l'intensité sont factorisables : $I(t, x) = I(x) f(t)$. Nous cherchons en premier lieu la fonction de Green de cette équation, *i.e.* la réponse du plasma à une excitation impulsionnelle $I(x) \delta(t)$. Pour $t < 0$, *i.e.* avant l'excitation, la fonction de Green est nulle, le milieu est non perturbé. Pour $t > 0$, la réponse du milieu est libre, *i.e.* qu'elle obéit à l'Eq. (3.18) sans second membre. La fonction de Green s'écrit alors sous la forme : $\delta n^G(t, x) = f_1(x + c_s t) + f_2(x - c_s t)$, où les fonctions f_1 et f_2 sont définies à partir des conditions initiales $\delta n^G(0, x) = 0$ et $\partial_t \delta n(t, x)|_{t=0} = c_s^2 \partial_x^2 I(x) / (2c n_c T_e)$. La première condition, qui traduit la continuité de la fonction de Green à $t = 0$, donne $f_1(x) = -f_2(x)$. La seconde condition traduit l'effet de la perturbation sur le plasma et donne $f_1(x) = c_s \partial_x I(x) / (4c n_c T_e)$. Il vient alors :

$$\delta n^G(t, x) = \frac{c_s}{4c n_c T_e} \left[\frac{\partial I}{\partial x}(x + c_s t) - \frac{\partial I}{\partial x}(x - c_s t) \right] \theta_H(t). \quad (3.19)$$

Cette solution montre qu'une excitation impulsionnelle du plasma produit, en une dimension transverse, deux perturbations de la densité de plasma se propageant dans des directions opposées à la vitesse c_s . La solution complète de l'Eq. (3.18) s'obtient en sommant les contributions de l'ensemble des réponses impulsionnelles :

$$\delta n(t, x) = \int dt_0 \delta n^G(t - t_0, x) f(t_0). \quad (3.20)$$

Intéressons nous tout d'abord au cas où l'intensité laser apparaît instantanément au temps $t = 0$, avant d'être instantanément éteinte au temps $t = t_{imp}$. Pour $t \leq t_{imp}$, la solution est de la forme :

$$\delta n(t, x) = \frac{1}{2c n_c T_e} \left[-I(x) + \frac{1}{2}I(x + c_s t) + \frac{1}{2}I(x - c_s t) \right]. \quad (3.21)$$

La réponse du plasma consiste en une dépression au niveau de l'intensité laser et deux compressions se propageant à la vitesse c_s dans des directions opposées (*cf.* Fig. 3.2a). Ces compressions sont séparées de la dépression centrale après un temps $\simeq r_0/c_s$, où r_0 est la largeur caractéristique de la distribution transverse d'intensité. Si maintenant la source laser est instantanément éteinte, pour $t > t_{imp}$, nous obtenons un comportement de la forme :

$$\begin{aligned} \delta n(t, x) &= \frac{1}{4c n_c T_e} \left[-I(x + c_s (t - t_{imp})) - I(x - c_s (t - t_{imp})) \right. \\ &\quad \left. + I(x + c_s t) + I(x - c_s t) \right]. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Il apparaît alors que, la pression pondéromotrice n'étant plus là pour maintenir le creux de densité, ce dernier se "rebouche", donnant lieu à deux dépressions se propageant dans des directions opposées à la vitesse c_s . Les deux dépressions sont complètement séparées après un temps $\simeq r_0/c_s$. L'amplitude des fluctuations est alors $I(0)/(4c n_c T_e)$.

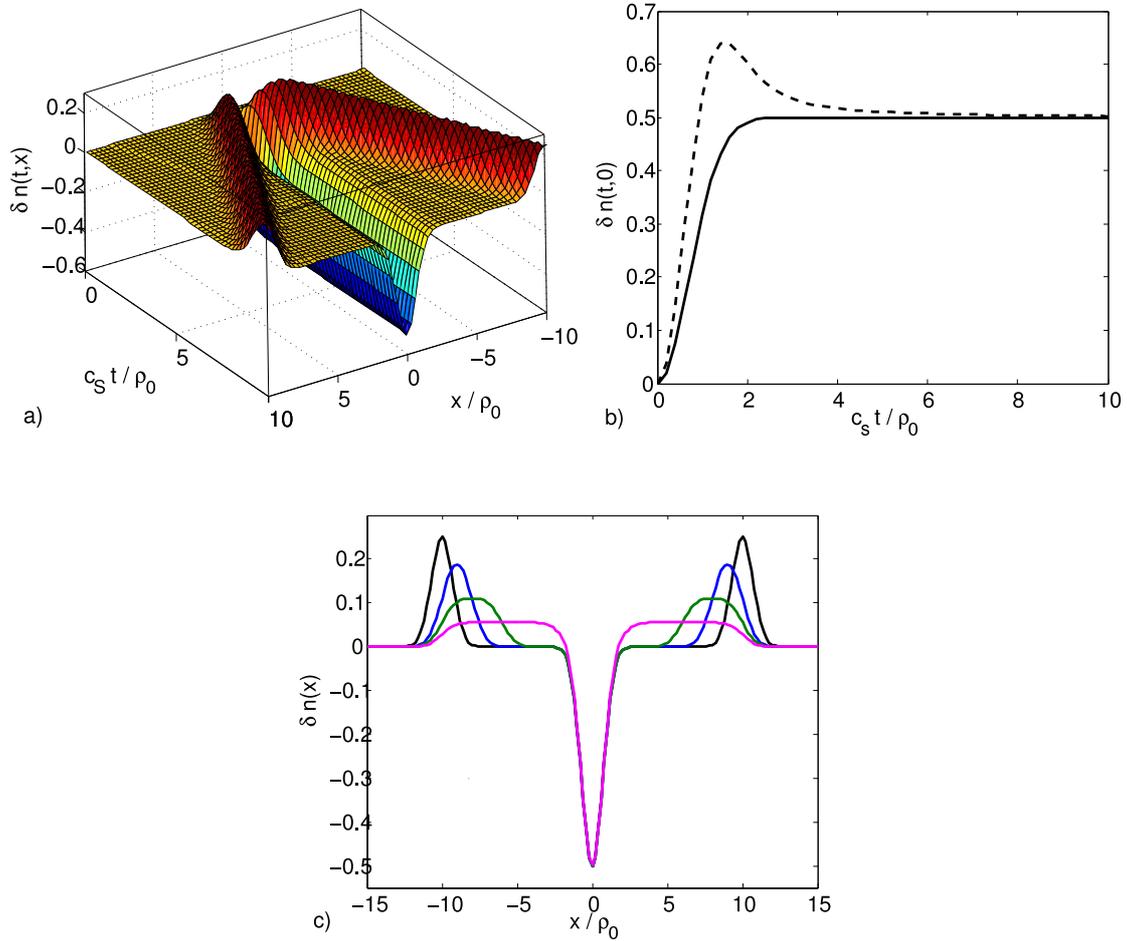


FIG. 3.2 – a) Evolution au cours du temps des fluctuations de densité induites par un speckle gaussien, pour une dimension transverse x . δn est normalisé à $I/(cn_c T_e)$. b) Evolution au cours du temps du creusement pondérateur maximum d'un speckle Gaussien en une (courbe solide) et deux (courbe discontinue) dimensions transverses. c) Effet d'un temps de montée t_m sur les fluctuations de densité à $t = 10 \rho_0 / c_s$, normalisées à $I/(cn_c T_e)$, induites par un speckle Gaussien en une dimension transverse. $t_m = 0$, courbe noire, $t_m = 2 \rho_0 / c_s$ courbe bleue, $t_m = 4 \rho_0 / c_s$ courbe verte et $t_m = 8 \rho_0 / c_s$ courbe magenta.

Importance de la deuxième dimension transverse pour l'interaction laser plasma

L'étude du cas à une dimension transverse nous permet d'illustrer facilement les mécanismes à la base de l'excitation des fluctuations de densité. Cependant, il n'est pas suffisant pour l'étude de l'interaction laser plasma. Nous présentons ici deux des principales différences entre les cas à une et deux dimensions transverses.

Pour cela, nous appliquons la méthode de la fonction de Green précédemment étudiée à l'Eq. (3.18) écrite dans l'espace de Fourier pour la composante transverse. Nous obtenons :

$$\widetilde{\delta n}(t, \mathbf{k}) = -c_s |\mathbf{k}| \frac{\widetilde{I}(\mathbf{k})}{2 c n_c T_e} \int dt_0 \sin(c_s |\mathbf{k}| (t - t_0)) \theta_H(t - t_0) f(t_0). \quad (3.23)$$

Dans le cas où la source laser est allumée instantanément au temps $t = 0$ et maintenue jusqu'au temps t , $f(t) = \theta_H(t)$, il vient :

$$\widetilde{\delta n}(t, \mathbf{k}) = -\frac{\widetilde{I}(\mathbf{k})}{2 c n_c T_e} \left(1 - \cos(c_s |\mathbf{k}| t)\right), \quad (3.24)$$

et l'expression dans l'espace réel pour la coordonnée transverse est obtenue par transformée de Fourier inverse :

$$\delta n(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{(2\pi)^D} \int d\mathbf{k} \frac{\widetilde{I}(\mathbf{k})}{2 c n_c T_e} \left(1 - \cos(c_s |\mathbf{k}| t)\right) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (3.25)$$

Pour une dimension transverse, nous retrouvons l'Eq. (3.21). A deux dimensions, en supposant la symétrie cylindrique, nous obtenons :

$$\delta n(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dk k \frac{\widetilde{I}(k)}{2 c n_c T_e} J_0(r k) \left(\cos(c_s k t) - 1\right). \quad (3.26)$$

La Fig. 3.2b montre l'évolution au cours du temps du creusement maximal de la densité, en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$, obtenue avec un faisceau ayant une distribution transverse d'intensité Gaussienne. Il apparaît que l'effet de la force pondéromotrice en deux dimensions est plus fort qu'en une dimension. Le creusement dans les premiers temps de l'interaction ($t < r_0/c_s$) est plus rapide et l'on atteint un minimum de densité en dessous de celui obtenu en une dimension. Puis pour des temps longs devant r_0/c_s , les deux comportements deviennent stationnaires : la dépression de densité est créée avec une même amplitude, la compression de la densité créée se propage radialement à la vitesse c_s . Aussi, il apparaît, en deux dimensions, que l'amplitude des fluctuations de densité décroît au cours de la propagation du fait que la compression s'étale sur un cercle dont le rayon croît à la vitesse c_s .

De tels effets peuvent entrer en jeu lorsque l'on s'intéresse à la propagation et à l'interaction de deux filaments laser se propageant dans un plasma suivant la même direction [Hüller 97, Nakatsutsumi 06]. Plus la distance entre les deux points chauds sera importante, moins ces deux points pourront s'influencer *via* les ondes acoustiques qu'ils émettent.

Effet d'un temps de montée

Enfin, nous citons l'exemple d'un cas où le profil temporel du laser présente, en intensité, un temps de montée linéaire t_m . Les perturbations de densité sont créées sur un temps de l'ordre de t_m puis se propagent transversalement à la vitesse c_s . Nous nous intéressons ici à la réponse du plasma sur des temps $t > t_m$. Dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale transverse, les perturbations de densité satisfont à l'Eq. (3.23) et s'écrivent :

$$\widetilde{\delta n}(t, \mathbf{k}) = -\frac{\widetilde{I}(\mathbf{k})}{2c n_c T_e} \left[1 - \frac{\sin(c_s |\mathbf{k}| t) - \sin(c_s |\mathbf{k}| (t - t_m))}{c_s |\mathbf{k}| t_m} \right]. \quad (3.27)$$

L'expression dans l'espace réel s'obtient par transformée de Fourier inverse. Les profils obtenus pour différents temps de montée sont présentés sur la Fig. 3.2c dans le cas d'une dimension transverse⁸. Pour $t_m \gg r_0/c_s$, la largeur caractéristique des fluctuations croît linéairement avec le temps de montée, alors que le niveau des fluctuations de densité est inversement proportionnel. Notons qu'un temps d'extinction du laser non nul aura un effet similaire sur les dépressions de densité se propageant dans le plasma.

Dans la thèse [Michel 03a], il a été montré que l'introduction d'un temps de montée plus grand que le temps de réponse acoustique ρ_0/c_s réduit l'incohérence induite par plasma. Au vue de ce qui a été développé dans la Sec. 3.1, nous comprenons que cet effet est principalement lié à la réduction du niveau des fluctuations de densité. Nous revenons sur ce point dans l'étude numérique présentée au Chap. 5. Dans la suite, une analogie de cet effet du temps de montée avec l'effet d'un temps de cohérence fini du laser est faite.

3.2.2 Fluctuations de densité induites par un faisceau spatialement incohérent : Première approche

Intéressons nous maintenant aux propriétés statistiques des fluctuations de densité induites par un faisceau laser spatialement incohérent. Dans la première section de ce chapitre, nous avons montré l'importance de la fonction de corrélation de ces fluctuations. Nous nous proposons ici d'écrire cette fonction de corrélation à partir des développements réalisés pour le cas mono-speckle.

Pour cela, nous réglignons les effets macroscopiques, *i.e.* que nous considérons les fluctuations de densité uniformément réparties dans le transverse comme cela a été fait dans la Sec. 3.1 pour la dérivation de l'Eq. (3.6) de propagation pour la fonction de corrélation Γ . La fonction de corrélation $D_N(T, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \left\langle \delta n(T + \tau/2, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) \delta n(T -$

⁸Le même effet est observé en deux dimensions transverses. Nous ne le présentons pas ici car la transformée de Fourier n'admet plus alors d'expression analytique simple.

$\tau/2, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2\rangle$ est donc indépendante de la variable macroscopique \mathbf{R} . Dans l'espace de Fourier pour la composante microscopique $\boldsymbol{\rho}$, cela implique :

$$\widetilde{D}_N(T, \tau, \mathbf{k}) = \left\langle \widetilde{\delta n} \left(T + \frac{\tau}{2}, \mathbf{k} \right) \widetilde{\delta n} \left(T - \frac{\tau}{2}, -\mathbf{k} \right) \right\rangle. \quad (3.28)$$

Ainsi, si la solution dans l'espace de Fourier de l'Eq. (3.18) d'onde acoustique ionique est connue, nous pouvons construire, *via* l'Eq. (3.28), la fonction de corrélation des fluctuations de densité. Prenons par exemple le cas d'un faisceau spatialement incohérent arrivant sur le plasma au temps $t = 0$ et présentant un profil temporel constant pour $t > 0$. En injectant l'expression (3.24) dans l'Eq. (3.28), nous obtenons immédiatement :

$$\begin{aligned} \widetilde{D}_N(T, \tau, \mathbf{k}) = & \frac{\widetilde{\Gamma}_I^\perp(\mathbf{k})}{(2cn_c T_e)^2} \left[1 + \frac{1}{2} \cos(2c_s |\mathbf{k}| T) - 2 \cos(c_s |\mathbf{k}| T) \cos(c_s |\mathbf{k}| \tau/2) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \cos(c_s |\mathbf{k}| \tau) \right] M_{2T}(\tau), \end{aligned} \quad (3.29)$$

où $M_\alpha(x) = 1$ si $|x| \leq \alpha$ et $M_\alpha(x) = 0$ sinon. La fonction de corrélation spatiale de l'intensité $\widetilde{\Gamma}_I^\perp(\mathbf{k}) = \langle \widetilde{I}(\mathbf{k}) \widetilde{I}(-\mathbf{k}) \rangle$ est la transformée de Fourier par rapport à la composante microscopique $\boldsymbol{\rho}$ de $\Gamma_I^\perp(\boldsymbol{\rho}) = \langle I(\mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) I(\mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle$. Elle est supposée indépendante de \mathbf{R} .

Prenons la transformée de Fourier de cette équation par rapport à la composante temporelle microscopique τ . Nous obtenons alors le spectre spatio-temporel des fluctuations de densité résolu en temps :

$$\begin{aligned} D_N(T, \omega, \mathbf{k}) = & \frac{1}{2} \frac{\Gamma_I^\perp(\mathbf{k})}{(cn_c T_e)^2} \left[\left(1 + \frac{1}{2} \cos(2c_s |\mathbf{k}| T) \right) \frac{\sin(2\omega T)}{\omega} \right. \\ & \left. + \sum_{\pm} \frac{1}{4} \frac{\sin(2(\omega \pm c_s |\mathbf{k}|) T)}{\omega \pm c_s |\mathbf{k}|} - 2 \cos(c_s |\mathbf{k}| T) \frac{\sin((2\omega \pm c_s |\mathbf{k}|) T)}{2\omega \pm c_s |\mathbf{k}|} \right]. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Nous observons que ce spectre contient trois branches dont la largeur est inversement proportionnelle au temps T . La première branche, à $\omega \simeq 0$, résulte de deux contributions : d'une part les corrélations entre les dépressions stationnaires, d'autre part les corrélations entre perturbations ayant la même direction. La seconde branche est la branche acoustique $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|$. Elle rend compte des corrélations entre les compressions de densité se propageant à la vitesse c_s . Enfin, ce spectre résolu en temps contient une troisième branche $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|/2$. Cette branche résulte des corrélations entre les dépressions stationnaires et les compressions se propageant à c_s et n'existent pas dans le spectre moyenné en temps ⁹.

⁹Il n'est pas évident, *a priori*, de comprendre d'où viennent chaque corrélation. Pour cela, il est intéressant d'écrire la solution à une dimension de l'équation d'onde dans l'espace des \mathbf{k} pour les temps $T + \tau/2$ et $T - \tau/2$, puis de suivre chaque corrélation en reconstruisant la fonction D_N .

Cette fonction de corrélation D_N contient toute les informations physiquement pertinentes sur les fluctuations de densité. Dans la suite, nous présentons les spectres spatiaux $\langle \delta n^2(T, \mathbf{k}) \rangle = (2\pi)^{-1} \int d\omega D_N(T, \omega, \mathbf{k})$, temporels $\langle \delta n^2(T, \omega) \rangle = (2\pi)^{-2} \int d\mathbf{k} D_N(T, \omega, \mathbf{k})$ ainsi que l'évolution temporelle du niveau de ces fluctuations $\langle \delta n^2(T) \rangle = (2\pi)^{-3} \int d\omega \int d\mathbf{k} D_N(T, \omega, \mathbf{k})$. Avant cela, nous présentons une méthode plus générale pour l'obtention de la fonction D_N .

3.2.3 Fluctuations de densité induites par un faisceau temporellement et/ou spatialement incohérent : approche de l'équation stochastique

L'approche précédente permet d'obtenir la fonction de corrélation des fluctuations de densité si l'on connaît une forme $f(t)$ régulière pour l'évolution temporelle de l'intensité du laser, ce afin de résoudre l'équation de l'onde acoustique. Ce n'est pas toujours possible. Notamment, lorsque la cohérence temporelle du laser est réduite par des techniques de lissage, la fonction $f(t)$ est une fonction aléatoire. Dans cette section, nous établissons à partir de l'Eq. (3.18) d'onde acoustique, une équation pour la fonction de corrélation des fluctuations de densité.

Dans l'espace de Fourier pour la composante microscopique ρ , écrivons l'Eq. (3.18) aux points (t_1, \mathbf{k}) et $(t_2, -\mathbf{k})$. Multiplions les deux équations obtenues et prenons la moyenne statistique, il vient :

$$\begin{aligned} & \left[\partial_{t_1}^2 \partial_{t_2}^2 + c_s^2 \mathbf{k}^2 (\partial_{t_1}^2 + \partial_{t_2}^2) + c_s^4 \mathbf{k}^4 \right] \langle \delta n(t_1, \mathbf{k}) \delta n(t_2, -\mathbf{k}) \rangle \\ &= \frac{|A_k|^2}{(cn_c T_e)^2} c_s^4 \mathbf{k}^4 \langle I(t_1, \mathbf{k}) I(t_2, -\mathbf{k}) \rangle. \end{aligned} \quad (3.31)$$

En introduisant les notations usuelles $T = (t_1 + t_2)/2$ et $\tau = t_1 - t_2$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{16} \partial_T^4 - \frac{1}{2} (\partial_\tau^2 - c_s^2 \mathbf{k}^2) \partial_T^2 + (\partial_\tau^2 + c_s^2 \mathbf{k}^2)^2 \right] \widetilde{D}_N(T, \tau, \mathbf{k}) \\ &= |A_k|^2 \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right)^2 c_s^4 \mathbf{k}^4 \widetilde{\Gamma}_I(T, \tau, \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (3.32)$$

où apparaît la fonction de corrélation en intensité du laser $\widetilde{\Gamma}_I(T, \tau, \mathbf{k}) = \langle \widetilde{I}(T + \tau/2, \mathbf{k}) \widetilde{I}(T - \tau/2, -\mathbf{k}) \rangle$.

A ce niveau, nous voyons apparaître que la fonction de corrélation des fluctuations de densité est liée à la fonction de corrélation en intensité du laser. Nous comprenons maintenant que sa composante longitudinale suit celle de la fonction de corrélation en intensité du laser¹⁰, laquelle est de la forme $\Gamma_I^\parallel(z) = (1 + z^2/L_R^2)^{-1}$. Ce résultat justifie les développements réalisés dans la Sec. 3.1.

¹⁰Rappelons que le réponse du plasma est ici purement transverse.

Passons dans l'espace de Fourier pour le temps microscopique τ , nous obtenons une équation pour l'évolution temporelle du spectre spatio-temporel :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{16} \partial_T^4 + \frac{1}{2} (\omega^2 + c_s^2 \mathbf{k}^2) \partial_T^2 + (\omega^2 - c_s^2 \mathbf{k}^2)^2 \right] \widetilde{D}_N(T, \omega, \mathbf{k}) \\ &= |A_k|^2 \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right)^2 c_s^4 \mathbf{k}^4 \widetilde{\Gamma}_I(T, \omega, \mathbf{k}). \end{aligned} \quad (3.33)$$

Nous obtenons ainsi l'équation décrivant l'évolution temporelle de la fonction de corrélation des fluctuations de densité du plasma soumis à un champ laser dont les propriétés de cohérence sont traduites par la fonction $\widetilde{\Gamma}_I$. Cette équation a été établie sans prise en compte de l'amortissement des ondes acoustiques, nous voyons plus tard comment ces effets modifient la réponse du plasma.

Pour résoudre cette équation, nous procédons de la même façon que pour l'Eq. (3.18). Nous cherchons la fonction de Green $D_N^G(t, \omega, \mathbf{k})$, *i.e.* la solution de l'équation à une source impulsionnelle. Supposons que la fonction de corrélation en intensité se factorise sous la forme¹¹ $\Gamma_I(T, \tau, \mathbf{k}) = \langle I \rangle \gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \gamma_I^t(T, \omega)$. La solution générale s'écrit alors comme l'intégrale de convolution $D_N(t, \omega, \mathbf{k}) = \int dt_0 D_N^G(t_0, \omega, \mathbf{k}) \gamma_I^t(t - t_0, \omega)$:

$$\begin{aligned} D_N(T, z, \omega, \mathbf{k}) &= -\frac{|A_k|^2}{2} \left(\frac{\langle I \rangle}{cn_c T_e} \right)^2 \frac{c_s^4 \mathbf{k}^4}{\omega c_s |\mathbf{k}|} \gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \\ &\times \sum_{\pm} (\pm) \int_0^\infty dt_0 \frac{\sin(2(\omega \pm c_s |\mathbf{k}|) t_0)}{\omega \pm c_s |\mathbf{k}|} \gamma_I^t(T - t_0, \omega). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Avant de calculer cette intégrale, notons que l'équation (3.33) peut être simplifiée si le temps T sur lequel évoluent les propriétés statistiques des fluctuations de densité est long devant la fréquence caractéristique ω de ces fluctuations. Le terme de dérivation temporelle du quatrième ordre est alors négligeable. L'Eq. (3.33) se réduit à une équation du second ordre en temps. Cette simplification est équivalente à une hypothèse d'enveloppe temporelle lentement variable sur les fluctuations de densité et implique de ne conserver que les fréquences proches de la résonance : $\omega \simeq \pm c_s |\mathbf{k}|$. Nous obtenons alors :

$$\left[\partial_T^2 + \frac{(\omega^2 - c_s^2 \mathbf{k}^2)^2}{\omega^2} \right] D_N(T, \omega, \mathbf{k}) = |A_k|^2 \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right) \frac{c_s^4 \mathbf{k}^4}{\omega^2} \Gamma_I(T, \omega, \mathbf{k}), \quad (3.35)$$

dont la forme intégrale n'est autre que l'Eq. (3.34) pour $\omega \simeq \pm c_s |\mathbf{k}|$.

Intéressons nous maintenant aux solutions exprimées pour des optiques carrées $\gamma_I^\perp(k_x, k_y) = \rho_C^2 \Lambda_{\frac{2\pi}{\rho_C}}(k_x) \Lambda_{\frac{2\pi}{\rho_C}}(k_y)$ ou Gaussiennes $\gamma_I^\perp(\mathbf{k}) = \pi \rho_0^2 \exp(-\rho_0^2 \mathbf{k}^2/4)$ et des faisceaux temporellement cohérents ou incohérents.

¹¹Cette formulation traduit que les composantes temporelles et spatiales sont factorisables, c'est à dire que le lissage spatial et le lissage temporel sont indépendants.

Fluctuations de densité excitées par un faisceau spatialement lissé et temporellement cohérent

La largeur spectrale d'un laser temporellement cohérent est fixée par sa durée : $\Gamma_I^t(T, \omega) = 2 \sin(2\omega T) \theta_H(T)/\omega$. En injectant cette forme dans la forme intégrale (3.34) pour D_N , nous retrouvons l'Eq. (3.30) précédemment établie. La prise en compte des effets thermiques est possible en remplaçant le facteur 1/2 dans le membre de droite par $2|A_k|^2$.

Spectre spatial des fluctuations de densité

Le spectre spatial des fluctuations est obtenu après intégration sur toutes les fréquences ω :

$$\langle \delta n^2(T, \mathbf{k}) \rangle = \left(\frac{\langle I \rangle}{cn_c T_e} \right)^2 |A_k|^2 \gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \left[\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \cos(2c_s |\mathbf{k}| T) - 2 \cos(c_s |\mathbf{k}| T) \right]. \quad (3.36)$$

La Fig. 3.3 montre ce spectre intégré sur deux temps différents, selon que les effets thermiques soient pris en compte ou non. La figure 3.3a correspond au cas d'une optique Gaussienne, la Fig. 3.3b à une optique carrée¹². Nous pouvons voir que le nombre d'onde le plus large pouvant être excité est fixé par les propriétés de cohérence spatiale du laser. Dans le cas purement pondéromoteur, le nombre d'onde minimum dépend du temps pendant lequel les fluctuations sont excitées. La prise en compte des effets thermiques augmente de manière générale le niveau des fluctuations de densité pour tout $|\mathbf{k}|$ mais crée aussi des perturbations de plus faible nombre d'onde. Celles-ci, cependant, requièrent un temps d'excitation plus long, la réponse du plasma se propageant à la vitesse fixe c_s .

Spectre temporel des fluctuations de densité

Le spectre temporel moyenné en temps¹³ des fluctuations de densité est obtenu par intégration sur les vecteurs d'onde et sur le temps T de la fonction de corrélation $D_N(T, \omega, \mathbf{k})$. Dans le cas d'une optique présentant une symétrie de révolution autour de l'axe optique, et notamment pour une optique Gaussienne, pour des temps $T \gg \rho_0/c_s$, une expression analytique est obtenue :

$$\langle \delta n^2(\omega) \rangle_T = \frac{1}{2} \left(\frac{\langle I \rangle}{cn_c T_e} \right)^2 \left[\frac{\pi}{2} \alpha_T^2 \delta(\omega) + \frac{|\omega|}{4c_s^2} |A_{\omega/c_s}|^2 \gamma_I^\perp(\omega/c_s) \right], \quad (3.37)$$

¹²Dans le cas d'une optique carrée, il n'y a pas de symétrie de révolution dans l'espace des \mathbf{k} . Le spectre que nous présentons ici est le spectre sur la direction x , parallèle à un axe de symétrie du faisceau.

¹³Par soucis de simplicité, nous présentons ici l'expression moyennée, $\int_0^T \cdot dt/T$. Il est évident que notre méthode permet d'obtenir les spectres temporellement résolus. Dans ce cas, la branche "forcée" à $\omega \pm c_s |\mathbf{k}|/2$ apparaît.

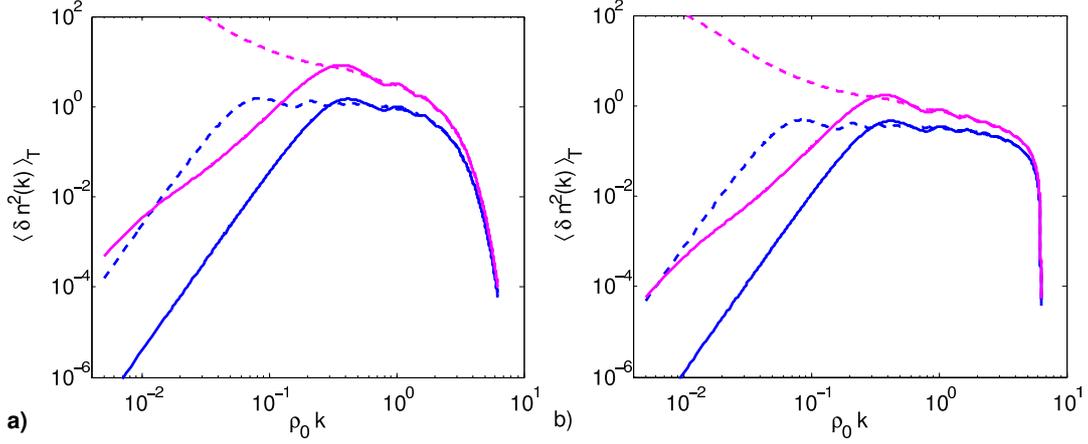


FIG. 3.3 – Spectre spatial, *temporellement moyenné*, des fluctuations de densité induites par un laser spatialement lissé et temporellement cohérent avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. a) Pour une optique Gaussienne, le spectre est normalisé à $\rho_0^2 \langle I \rangle^2 / (c n_c T_e)^2$. Spectre moyenné sur un temps $T = 10 \rho_0 / c_s$ (courbe solide), sur un temps $T = 50 \rho_0 / c_s$ (courbe discontinue). b) Pour une optique carrée, le spectre est normalisé à $\rho_C^2 \langle I \rangle^2 / (c n_c T_e)^2$. Spectre moyenné sur un temps $T = 10 \rho_C / c_s$ (courbe solide), sur un temps $T = 50 \rho_C / c_s$ (courbe discontinue).

où le terme α_T est tel que :

$$\alpha_T^2 = 1 + \frac{3.02 Z^{5/7}}{(\lambda_{ei} / \rho_0)^{4/7}} + \frac{2.90 Z^{10/7}}{(\lambda_{ei} / \rho_0)^{8/7}}. \quad (3.38)$$

Nous voyons que ce terme α_T permet la prise en compte des effets thermiques sur l'excitation des fluctuations de densité. Cette forme analytique a été établie en négligeant le troisième terme dans l'expression de A_k , et n'est donc valide que pour des libres parcours moyens suffisamment grands, $\lambda_{ei} \gtrsim 10 \rho_0 / c_s$.

La Fig. 3.4a présente ce spectre avec et sans prise en compte des effets thermiques. Dans le cas pondéromoteur et pour une optique Gaussienne, un maximum dans le spectre est observé pour $\omega_M = \sqrt{2} c_s / \rho_0$. La prise en compte des effets thermiques favorise les basses fréquences acoustiques et augmentent le niveau des fluctuations de densité. Il n'y a plus de fréquence optimale mais un spectre quasi-continu.

Sur la Fig. 3.4b, ce même spectre est présenté dans le cas d'une optique carrée. Ce résultat est issu d'une résolution numérique de l'Eq. (3.33) car aucune expression analytique simple ne peut être donnée.

Evolution temporelle des fluctuations de densité

Le niveau des fluctuations de densité excitées par un laser spatialement lissé et temporellement cohérent est obtenu en intégrant sur les vecteurs d'onde et fréquences la fonction de corrélation $D_N(T, \omega, \mathbf{k})$. Notre méthode conservant la dépendance en

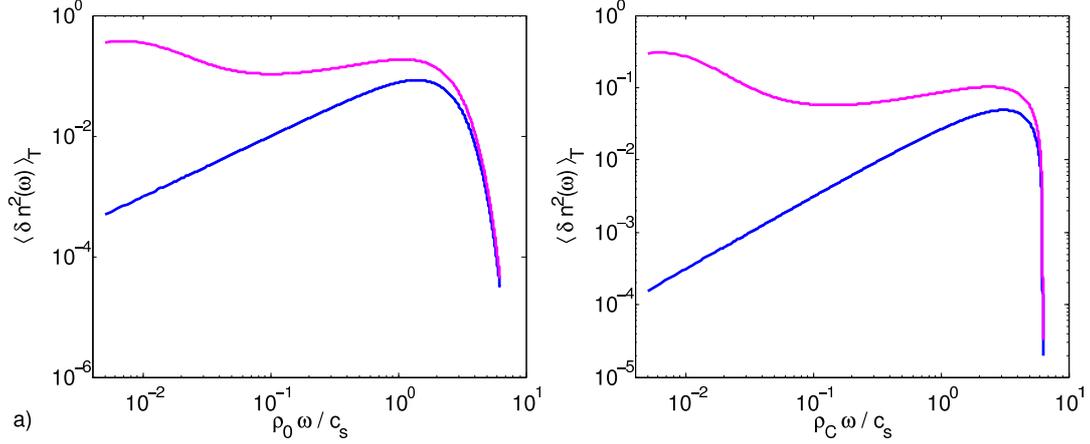


FIG. 3.4 – Spectre temporel, *temporellement moyenné*, des fluctuations de densité induites par un laser spatialement lissé et temporellement cohérent avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. a) Pour une optique Gaussienne, le spectre est normalisé à $(\rho_0/c_s) \langle I \rangle^2 / (cn_c T_e)^2$. b) Pour une optique carrée, le spectre est normalisé à $(\rho_C/c_s) \langle I \rangle^2 / (cn_c T_e)^2$.

temps, nous obtenons l'évolution temporelle de ce niveau. Une solution analytique simple est obtenue dans le cas pondéromoteur pour une optique Gaussienne :

$$\langle \delta n^2(T) \rangle = \left(\frac{\langle I \rangle}{2cn_c T_e} \right)^2 \frac{c_s T}{\rho_0} (h(2c_s T/\rho_0) - 2h(c_s T/\rho_0)), \quad (3.39)$$

où $h(x) = \sqrt{\pi} i \operatorname{erf}(ix) \exp(-x^2) \equiv -2 \int_0^x dt \exp(t^2 - x^2)$. Pour $x \gg 1$, $h(x) \rightarrow -1/x$. Ainsi, le niveau des fluctuations de densité atteint un état stationnaire pour des temps $T > \rho_0/c_s$. La Fig. 3.5a montre l'évolution au cours du temps des niveaux des fluctuations de densité dans le cas d'une optique Gaussienne. Nous voyons clairement apparaître la saturation de ce niveau à $\sqrt{3/2} \langle I \rangle / (2cn_c T_e)$.

Pour la prise en compte des effets thermiques, nous pouvons utiliser le facteur α_T obtenu précédemment. Comme nous pouvons le voir, il permet de décrire la réponse statique, à $\omega \simeq 0$, du plasma. Nous voyons dans la suite de cette section qu'il permet une prise en compte des effets thermiques dans les cas où le niveau des perturbations a atteint un état stationnaire. Sur la Fig. 3.5a, nous comparons la solution exacte (numérique) de ce niveau de fluctuations avec effets thermiques à la solution analytique (3.39) multipliée par le facteur α_T qui, dans les conditions prises ici¹⁴, est $\simeq 1.72$. L'accord entre les deux courbes est assez satisfaisant. Notons que le comportement stationnaire, pour $T > \rho_0/c_s$ est bien retrouvé. Pour les temps courts, nous surestimons un peu les effets thermiques sur les fluctuations de densité. En effet, les petits nombres d'onde

¹⁴Nous avons choisi pour ce chapitre des conditions d'interaction telles que $\lambda_{ei} \simeq 35 \rho_0$ pour un numéro de charge $Z = 6.23$.

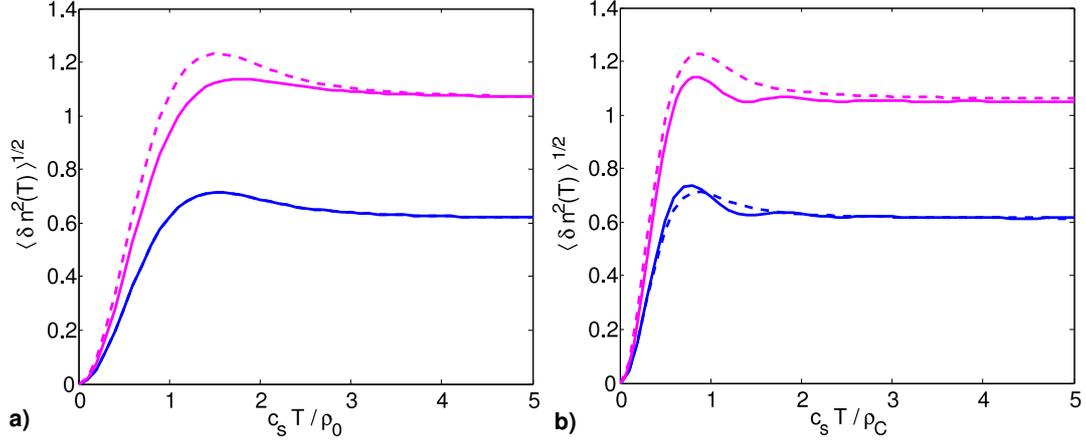


FIG. 3.5 – Evolution temporelle du niveau des fluctuations de densité induites par un laser temporellement cohérent, normalisé à $\langle I \rangle / (cn_c T_e)$, avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. Les courbes solides montrent les résultats exactes (numériques), les courbes discontinues les résultats analytiques. a) Dans le cas d'une optique Gaussienne. b) Dans le cas d'une optique carrée. Dans le cas d'une optique Gaussienne et pondéromoteur, les résultats numériques et analytiques coïncident.

étant privilégiés, les effets thermiques nécessitent un temps plus long que les effets pondéromoteurs pour se mettre en place. Une étude plus détaillée du facteur correctif α_T est proposée plus tard dans ce chapitre.

Enfin, dans le cas d'une optique carrée, l'évolution temporelle des fluctuations de densité n'a pas de forme analytique simple. Elle est présentée sur la Fig. 3.5b. La courbe en pointillés est une estimation de ce niveau, faite à partir du résultat analytique Gaussien, pour lequel nous avons remplacé ρ_0 par $\rho_C / \sqrt{\pi}$. L'accord est assez bon entre les deux courbes. De la même façon, l'utilisation du facteur multiplicatif α_T permet une bonne prise en compte des effets thermiques.

Fluctuations de densité excitées par un faisceau spatialement et temporellement incohérent

Comme nous l'avons mentionné, il est intéressant dans le contexte de la FCI de comprendre comment les faisceaux temporellement aléatoires modifient le milieu dans lequel ils se propagent. Pour des temps T grands devant le temps de cohérence τ_C du laser, lui-même inférieur au temps de réponse du plasma ρ_0 / c_s , et pour un faisceau allumé instantanément au temps $T = 0$, la fonction de corrélation $\gamma_I^t(T, \omega)$ peut être écrite sous la forme $\sqrt{\pi} \tau_C \exp(-\tau_C^2 \omega^2 / 4) \theta_H(T)$, où $\theta_H(T)$ est la fonction d'Heaviside.

La fonction de corrélation des fluctuations de densité s'écrit alors :

$$D_N(T, \omega, \mathbf{k}) = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{\langle I \rangle}{cn_c T_e} \right)^2 \tau_c \frac{c_s^3 |\mathbf{k}|^3}{\omega} |A_k|^2 \gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \times \exp\left(-\frac{\tau_C^2 \omega^2}{4}\right) \sum_{\pm} \frac{(\pm) \sin^2((\omega \pm c_s |\mathbf{k}|)T)}{(\omega \pm c_s |\mathbf{k}|)^2}. \quad (3.40)$$

Le spectre des fluctuations de densité ne contient plus qu'une branche correspondant à $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|$. Il n'y a plus, en effet, de perturbations statiques à $\omega = 0$. La branche à $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|$ due aux corrélations entre les bosses se propageant à c_s et les trous stationnaires est détruite. Lorsque le laser a un temps de cohérence τ_C fini inférieur à ρ_0/c_s , les points chauds ne restent pas en une position donnée suffisamment longtemps pour y créer une dépression stationnaire. Les perturbations de la densité sont alors composées de compressions et de dépressions, toutes se propageant à la vitesse c_s .

Spectre spatial des fluctuations de densité

Intégrons la fonction de corrélation (3.40) sur les fréquences, nous obtenons le spectre spatial :

$$\langle \delta n^2(T, \mathbf{k}) \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{\langle I \rangle}{cn_c T_e} \right)^2 \tau_c T c_s^2 \mathbf{k}^2 |A_k|^2 \gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \exp\left(-\frac{c_s^2 \tau_C^2 \mathbf{k}^2}{4}\right). \quad (3.41)$$

La Fig. 3.6 montre les spectres correspondants à deux temps de cohérence distincts, selon que les effets thermiques soient ou non pris en compte. Dans les deux cas, le spectre spatial contient un maximum. Pour une optique Gaussienne et sans prise en compte des effets thermiques, ce maximum est $k_M = 2(\rho_0^2 + c_s^2 \tau_C^2)^{1/2}$. Pour une optique carrée, ce maximum correspond à $k_M = 2(\rho_C^2/\pi + c_s^2 \tau_C^2)^{1/2}$. Cet effet traduit l'élargissement des perturbations de densité créées par un laser à large spectre temporel. C'est un phénomène équivalent à celui observé dans le cas des fluctuations de densité induites par un laser avec temps de montée.

Enfin, la prise en compte des effets thermiques créent des petits nombres d'onde, lesquels sont absents du cas pondéromoteur. Des propriétés similaires ont été obtenues dans la Réf. [Brantov 99] dans le cas stationnaire où $t > \nu_a^{-1}$.

Spectre temporel des fluctuations de densité

Intéressons nous maintenant au spectre temporel de ces fluctuations, obtenu après intégration de l'Eq. (3.40) sur les vecteurs d'onde. Pour toute optique présentant une géométrie de révolution autour de l'axe optique, et notamment pour l'optique Gaus-

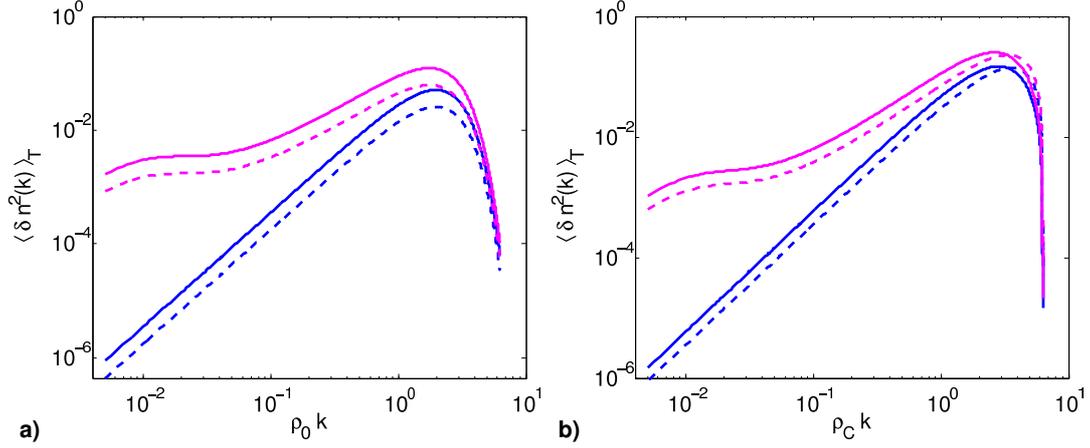


FIG. 3.6 – Spectre spatial, *temporellement moyenné*, des fluctuations de densité induites par un laser spatialement et temporellement lissé avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. a) Pour une optique Gaussienne, le spectre est normalisé à $\rho_0^2 (c_s T / \rho_0) \langle I \rangle^2 / (c n_c T_e)^2$. Pour un temps de cohérence $\tau_C = \rho_0 / c_s$ (courbe solide), pour $\tau_C = 0.1 \rho_0 / c_s$ (courbe discontinue). b) Pour une optique carrée, le spectre est normalisé à $\rho_C^2 (c_s T / \rho_C) \langle I \rangle^2 / (c n_c T_e)^2$. Pour un temps de cohérence $\tau_C = \rho_C / c_s$ (courbe solide), pour $\tau_C = 0.1 \rho_C / c_s$ (courbe discontinue).

sienne, une forme analytique est obtenue¹⁵ :

$$\langle \delta n^2(T, \omega) \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{\langle I \rangle}{c n_c T_e} \right)^2 \frac{\tau_C T}{c_s^2} |\omega|^3 A_{\omega/c_s}^2 \gamma_I^\perp(\omega/c_s) \exp\left(-\frac{\tau_C^2 \omega^2}{4}\right). \quad (3.42)$$

La Fig. 3.7 présente ce spectre moyenné en temps, pour deux temps de cohérence différents, selon que les effets thermiques soient ou non pris en compte. Dans le cas pondéromoteur, et pour un faisceau Gaussien, la fréquence $\omega_M = \sqrt{6}/(\rho_0^2/c_s^2 + \tau_C^2)^{1/2}$ correspond à un maximum du spectre. Cette diminution de la fréquence optimale découle elle aussi du fait que chaque point chaud s'allume sur un temps non nul, de l'ordre de τ_C . Enfin, les effets thermiques, ici aussi, favorisent les basses fréquences.

Evolution temporelle des fluctuations de densité

Nous en venons alors au calcul du niveau des fluctuations de densité par un laser spatialement et temporellement lissé. Dans le cas d'une optique Gaussienne, et pour $\lambda_{ei} \gtrsim 10 \rho_0 / c_s$, l'intégration sur les fréquences et vecteurs d'onde prend une forme analytique :

$$\langle \delta n^2(T) \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \alpha_T^{-2} \left(\frac{\langle I \rangle}{c n_c T_e} \right)^2 \frac{c_s \tau_C / \rho_0}{(1 + c_s^2 \tau_C^2 / \rho_0^2)^2} \frac{c_s T}{\rho_0}. \quad (3.43)$$

¹⁵Nous présentons ici l'expression du spectre instantané au temps T . Son amplitude croissant linéairement en temps, le spectre moyenné sur un temps T est simplement 1/2 de celui instantané à ce même temps T .

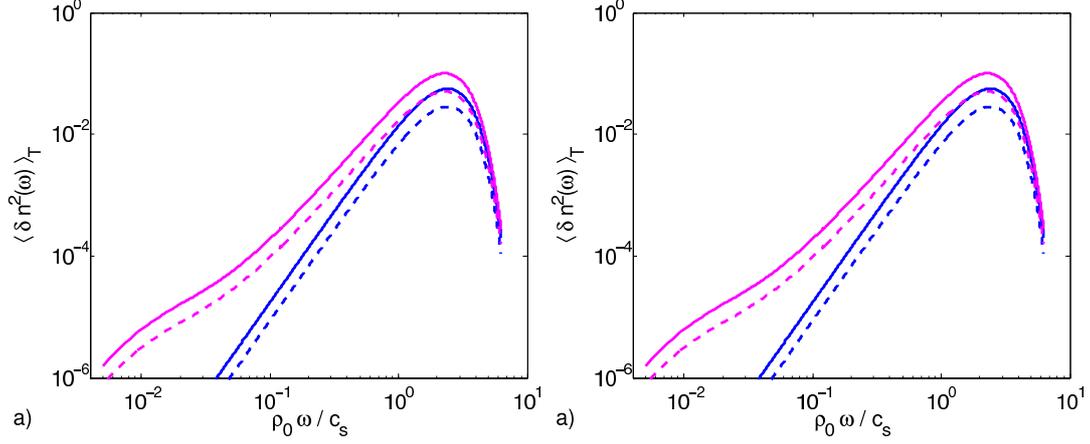


FIG. 3.7 – Spectre temporel, *temporellement moyenné*, des fluctuations de densité induites par un laser spatialement et temporellement lissé avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. a) Pour une optique Gaussienne, le spectre est normalisé à $T \langle I \rangle^2 / (cn_c T_e)^2$. Avec un temps de cohérence $\tau_C = \rho_0 / c_s$ (courbe solide), et $\tau_C = 0.1 \rho_0 / c_s$ (courbe discontinue). b) Pour une optique carrée, le spectre est normalisé à $T \langle I \rangle^2 / (cn_c T_e)^2$. Avec un temps de cohérence $\tau_C = 0.30 \rho_C / c_s$ (courbe solide), et $\tau_C = 0.18 \rho_0 / c_s$ (courbe discontinue).

La figure 3.8a présente cette évolution des fluctuations de densité dans le cas d’une optique Gaussienne, avec et sans prise en compte des effets thermiques. Il est intéressant de noter la croissance en \sqrt{T} caractéristique des fluctuations de densité induites par un laser temporellement incohérent. Ceci traduit le fait que, pour un temps de cohérence suffisamment court $\tau_C \lesssim \rho_0 / c_s$, les points chauds excitent continûment des perturbations de densité. Leur niveau croît alors au cours du temps sans atteindre d’état stationnaire. Seuls la prise en compte d’effets hydrodynamiques non linéaires, d’un amortissement des ondes acoustique ou d’une largeur transverse finie du faisceau laser permettent de limiter cette croissance.

Quant aux effets thermiques, ils sont pris en compte *via* le terme correctif $\overline{\alpha_T}$, tel que :

$$\overline{\alpha_T}^2 = 1 + \frac{3.21 Z^{5/7}}{(k_M \lambda_{ei})^{4/7}} + \frac{2.74 Z^{10/7}}{(k_M \lambda_{ei})^{8/7}}, \quad (3.44)$$

où nous rappelons $k_M = 2/(\rho_0^2 + c_s^2 \tau_C^2)^{1/2}$. Ce terme diffère de celui précédemment établi pour des fluctuations de densité induites par un faisceau cohérent¹⁶. Pour une même valeur de ρ_0 , les effets thermiques sont réduits. Ce phénomène est lié au fait que le terme α_T rend compte des effets thermiques sur la réponse statique du plasma.

¹⁶Attention, ici la notation est trompeuse. L’équation (3.44) fait intervenir la quantité $k_M \simeq \sqrt{2}/\rho_0$ et non ρ_0 , sans quoi les coefficients y apparaissant seraient bien différents de ceux de l’Eq. (3.38).

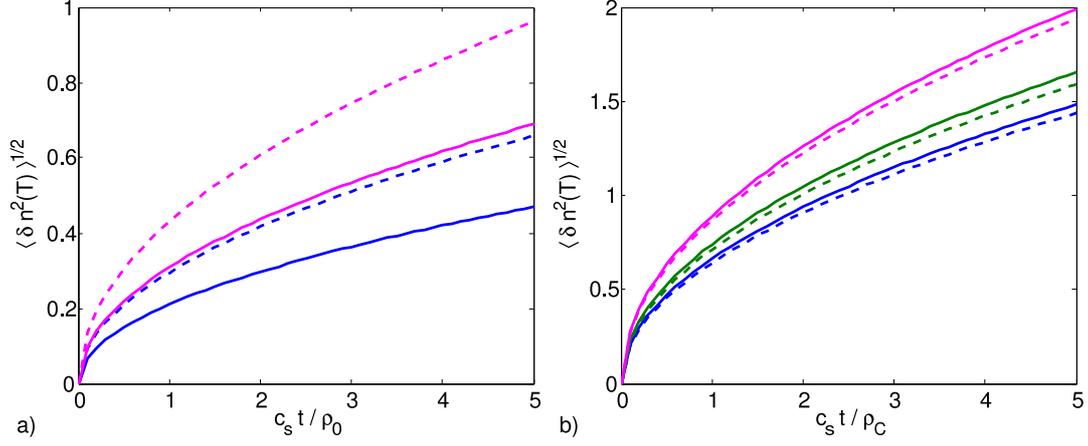


FIG. 3.8 – Evolution temporelle du niveau des fluctuations de densité induites par un laser temporellement incohérent, normalisé à $\langle I \rangle / (cn_c T_e)$. a) Cas d'une optique Gaussienne, avec $\tau_C = 0.1 \rho_0 / c_s$ (courbe solide) et $\tau_C = 0.1 \rho_0 / c_s$ (courbe discontinue), avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. b) Cas d'une optique carré, avec $\tau_C = 0.30 \rho_C / c_s$ (bleu) et $\tau_C = 0.18 \rho_C / c_s$ (vert). Les effets thermiques sont montrés dans le cas $\tau_C = 0.30 \rho_C / c_s$ (courbe magenta). Les courbes solides montrent le résultat numérique, les courbes discontinues le résultat analytique.

Or, pour des lasers avec un temps de cohérence fini, il n'y pas de réponse statique du plasma. Les effets thermiques n'ont pas le temps de jouer pleinement leur rôle et s'en trouvent donc réduits.

La Fig. 3.8b montre l'évolution des fluctuations de densité dans les cas avec et sans prise en compte des effets thermiques, pour une optique Gaussienne ou carrée. Ici aussi, le cas de l'optique carrée avec une largeur de cohérence ρ_C peut être simulé par une optique Gaussienne pour laquelle $\rho_0 = \rho_C / \sqrt{\pi}$. Les effets thermiques, quant à eux, sont bien pris en compte avec l'utilisation du facteur $\overline{\alpha_T}$.

Effet de l'amortissement et effets thermiques sur le niveau des ondes acoustiques

Il est possible de modifier l'opérateur dans le membre de droite pour prendre en compte l'amortissement des ondes acoustiques ioniques. Nous nous intéressons ici à des temps T plus grands que le temps d'amortissement ν_a^{-1} des ondes acoustiques. Pour $\omega^{-1} < \nu_a^{-1} < T$, la procédure détaillée au début cette section nous donne :

$$D_N(T, \omega, \mathbf{k}) = \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right)^2 \frac{|A_k|^2 c_s^4 \mathbf{k}^4}{4\omega^2 \nu_a^2 + (\omega^2 - c_s^2 \mathbf{k}^2)^2} \Gamma_I(T, \omega, \mathbf{k}). \quad (3.45)$$

Ce spectre spatio-temporel décrit l'état stationnaire des fluctuations de densité atteint après saturation due à l'amortissement des ondes acoustiques.

Cas d'un faisceau temporellement cohérent

Pour un faisceau temporellement cohérent, la largeur du spectre du laser $\simeq T^{-1} < \nu_a$ sélectionne la fréquence $\omega = 0$ pour la réponse du plasma :

$$\langle \delta n^2(\mathbf{k}) \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right)^2 |A_k|^2 \Gamma_I^\perp(\mathbf{k}). \quad (3.46)$$

Cette situation rend compte du fait que les compressions de la densité ont été amorties et que seules les dépressions maintenues par la force pondéromotrice et les effets thermiques existent. Dans le cas pondéromoteur, la répartition des fluctuations de densité suit la répartition de l'éclairement laser. Les effets thermiques modifient cette répartition en augmentant le niveau des fluctuations et en favorisant les petits nombres d'onde. L'intégration sur les vecteurs d'onde donne le niveau des fluctuations de densité. Dans le cas pondéromoteur, $A_k = 1/2$, et pour une optique Gaussienne ou carrée, nous obtenons un niveau de fluctuations $\langle \delta n^2(T) \rangle^{1/2} = \langle I \rangle / (2\sqrt{2} cn_c T_e)$. La prise en compte des effets pondéromoteurs augmente ce niveau d'un facteur α_T tel que $\alpha_T^2 = 4 \int d\mathbf{k} |A_k|^2 \Gamma_I^\perp(\mathbf{k}) / \int d\mathbf{k} \Gamma_I^\perp(\mathbf{k})$. La Fig. 3.9a montre l'évolution avec λ_{ei}/ρ_0 du facteur α_T dans le cas d'une optique Gaussienne. Pour des libres parcours moyens électron-ion suffisamment grands $\lambda_{ei} \gtrsim 10\rho_0$, le quatrième terme dans l'expression (1.40) du A_k est négligeable. Nous retrouvons alors l'expression (3.38) précédemment établie. La Fig. 3.9b montre l'évolution avec λ_{ei}/ρ_C de α_T dans le cas d'une optique carré. Il n'y a pas de solution analytique simple pour α_T . Cependant, l'évolution de α_T peut être retrouvée en identifiant ρ_0 à $\rho_C/\sqrt{\pi}$ dans l'expression analytique (3.38) obtenue pour une optique Gaussienne.

Cas d'un faisceau dont le spectre temporel est large

Considérons maintenant le cas où le faisceau laser à un spectre temporel large. La résonance acoustique $\omega \simeq \pm c_s |\mathbf{k}|$ apparaît alors avec une largeur fixée par le taux d'amortissement $\nu_a \ll (\tau_c^{-1}, c_s/\rho_0)$. Intégrons le spectre spatio-temporel (3.45) sur les fréquences ω . Seules les composantes à $\omega \simeq \pm c_s |\mathbf{k}|$ donnent une contribution non nulle à l'intégrale. En considérant que, dans ces conditions, $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega / (4\omega^2 \nu_a^2 + (\omega^2 - c_s^2 \mathbf{k}^2)^2) \rightarrow \pi / (2\nu_a c_s^2 |\mathbf{k}|^2)$, le spectre spatial des fluctuations de densité s'écrit sous la forme :

$$\langle \delta n^2(\mathbf{k}) \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{1}{cn_c T_e} \right)^2 \tau_C \nu_a |A_k|^2 c_s^2 \mathbf{k}^2 \Gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \exp\left(-\frac{c_s^2 \tau_C^2 \mathbf{k}^2}{4}\right). \quad (3.47)$$

L'intégration sur les vecteurs d'onde donne alors le niveau des fluctuations de densité. Pour une optique Gaussienne et en ne prenant en compte que les effets pondéromoteurs,

il vient :

$$\langle \delta n^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{\langle I \rangle}{c n_c T_e} \right)^2 \frac{c_s \tau_C / \rho_0}{\nu_a \rho_0 / c_s (1 + c_s^2 \tau_c^2 / \rho_0^2)^2}. \quad (3.48)$$

La prise en compte des effets thermiques fait apparaître un facteur $\overline{\alpha_T}$ tel que $\alpha_T^2 = 4 \int d\mathbf{k} \mathbf{k}^2 |A_k|^2 \Gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \exp(-c_s^2 \tau_C^2 \mathbf{k}^2 / 4) / \int d\mathbf{k} \mathbf{k}^2 \Gamma_I^\perp(\mathbf{k}) \exp(-c_s^2 \tau_C^2 \mathbf{k}^2 / 4)$. L'évolution de $\overline{\alpha_T}$ avec λ_{ei} est présentée dans les cas d'une optique Gaussienne et carrée par les Figs. 3.9c et 3.9d. Dans la limite où $\lambda_{ei} \gtrsim 10 \rho_0 / c_s$, nous retrouvons l'expression (3.44) précédemment établie. Une fois de plus, le cas d'une optique carrée peut être retrouvé en identifiant ρ_0 à $\rho_0 / \sqrt{\pi}$.

Cette étude des cas amortis est particulièrement intéressante pour l'étude des faisceaux de FCI. Ces derniers ont des durées de plusieurs centaines de picosecondes à quelques nanosecondes bien plus grandes que le temps caractéristique pour l'amortissement des ondes acoustiques. La caractérisation des fluctuations de densité décrites dans cette section est primordiale pour la maîtrise de la propagation de ces faisceaux.

3.3 Description couplée de la diffusion multiple de faisceaux partiellement incohérents sur les fluctuations de densité induites

Dans la Sec. 3.1, nous établissons une équation décrivant les modifications de la fonction de corrélation du champ électrique du laser dues à sa diffusion multiple sur les fluctuations de densité auto-induites, elles-mêmes décrites par leur fonction de corrélation du second ordre. Dans la section 3.2, nous obtenons l'équation à laquelle satisfait cette fonction de corrélation des fluctuations de densité. Celle-ci fait intervenir la fonction de corrélation en intensité du laser, *i.e.* la fonction de corrélation du quatrième ordre en champ électrique. Dès lors, il semble possible d'obtenir une description auto-consistante de la diffusion multiple du laser dans les fluctuations de densité auto-induites, à condition que la fonction de corrélation en intensité du laser puisse-t-elle être exprimée en fonction de la fonction de corrélation du second ordre en champ électrique. Cette étape est nécessaire pour fermer notre système d'équation¹⁷ et requiert une hypothèse : nous supposons que le champ électrique du laser est distribué dans le plan transverse suivant une loi de probabilité Gaussienne. La fonction de corrélation en intensité s'écrit alors en fonction des fonctions de corrélation du second

¹⁷On peut voir, ici, un parallèle avec les hypothèses faites pour la fermeture des équations hydrodynamiques, dans la Sec. 1.1.2.

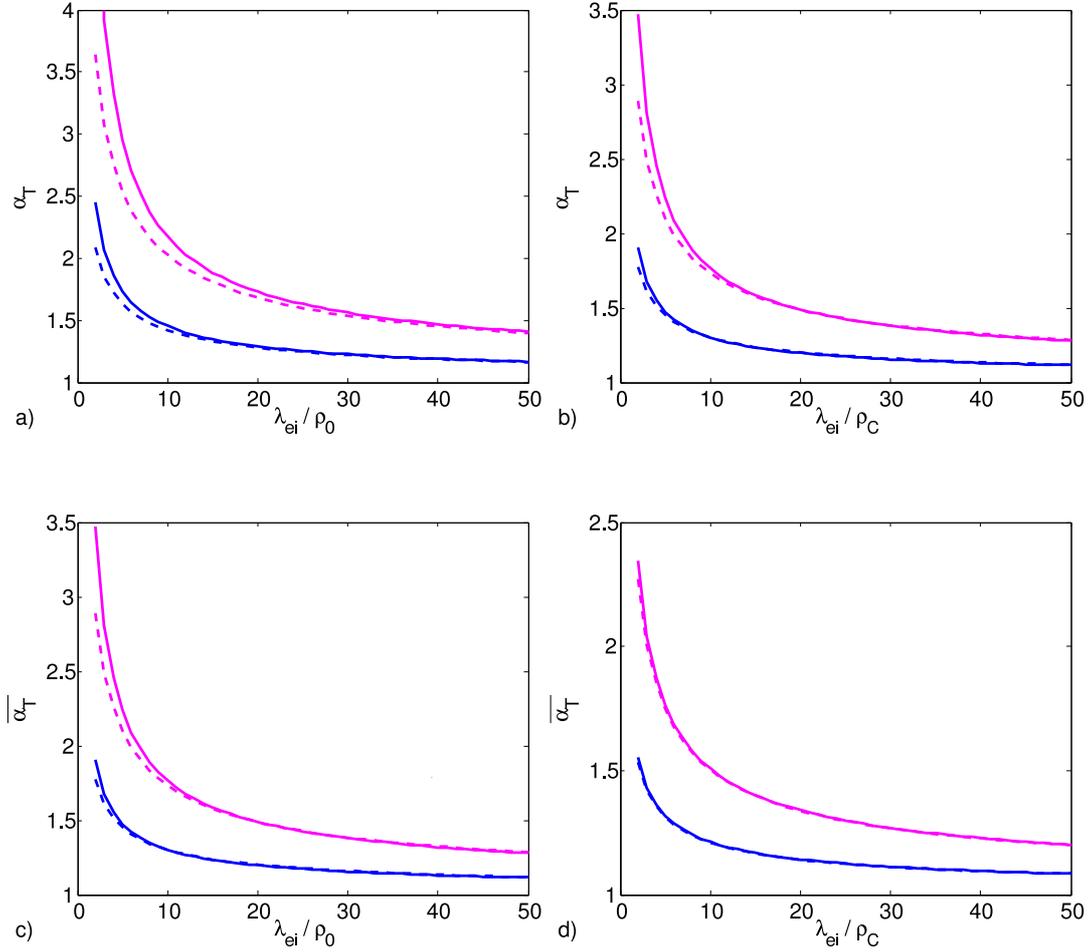


FIG. 3.9 – Evolution des facteurs de correction thermique avec λ_{ei} . a) Cas d’une optique Gaussienne, pour un faisceau temporellement cohérent avec $Z = 1$ (courbes bleues) et $Z = 3.36$ (courbes magenta). b) Cas d’une optique carrée, pour un faisceau temporellement cohérent avec $Z = 1$ (courbes bleues) et $Z = 3.36$ (courbes magenta). c) Cas d’une optique Gaussienne, pour un faisceau ayant un temps de cohérence $\tau_C = 0.1 \rho_0 / c_s$, avec $Z = 1$ (courbes bleues) et $Z = 3.36$ (courbes magenta). Cas d’une optique carrée, pour un faisceau ayant un temps de cohérence $\tau_C = 0.1 \rho_C / c_s$, avec $Z = 1$ (courbes bleues) et $Z = 3.36$ (courbes magenta). Les courbes solides rendent compte des résultats exactes (résolution numérique des intégrales et prise en compte des trois termes dans l’expression du A_k) alors que les courbes discontinues rendent compte de l’estimation analytique.

ordre sous la forme¹⁸ :

$$\Gamma_I(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho}) = \langle I(T, z) \rangle^2 + |\Gamma(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho})|^2 + |\Gamma_{EE}(T, z, \tau, \boldsymbol{\rho})|^2. \quad (3.49)$$

Dans la Sec. 1.4.1, nous avons souligné la validité de cette hypothèse de statistique Gaussienne pour un faisceau lissé se propageant dans le vide. Ici, nous faisons l'hypothèse que cette statistique n'est pas modifiée lors de la propagation dans un plasma lorsque la puissance moyenne véhiculée par un speckle est bien en dessous de la puissance critique pour l'autofocalisation du speckle. En effet, si un nombre trop important de speckles subit une autofocalisation, une déformation de la queue de la distribution en intensité peut être observée, avec une augmentation de l'intensité des points les plus chauds lors de l'autofocalisation. Nous revenons sur la validité de cette hypothèse dans le Chap. 5 dédié aux simulations numériques avec le code d'interaction PARAX. Nous y mettons notamment en évidence que cette hypothèse n'est vérifiée que sous certaines conditions présentées notamment dans les Réfs. [Garnier 98, Garnier 03b].

Considérons maintenant, comme cela a été montré dans la 3.1, que la contribution de Γ_{EE} est négligeable devant celle de la fonction de corrélation Γ . Notons aussi que le premier terme dans l'Eq. (3.49) rend compte d'une contribution homogène dans le plan transverse et ne participe donc pas à l'excitation des fluctuations de densité¹⁹. Nous écrivons alors la fonction de corrélation en intensité dans l'espace de Fourier pour les variables microscopiques spatiale et temporelle :

$$\Gamma_I(T, z, \omega, \mathbf{k}) = (2\pi)^{-3} \int d\omega' \int d\mathbf{k}' \Gamma(T, z, \omega', \mathbf{k}') \Gamma^*(T, z, \omega' - \omega, \mathbf{k}' - \mathbf{k}), \quad (3.50)$$

que nous notons dans la suite $\Gamma_I(T, z, \omega, \mathbf{k}) = \Gamma(T, z, \omega, \mathbf{k}) \star \Gamma^*(T, z, \omega, \mathbf{k})$. Nous réécrivons alors le système d'équations couplées sous la forme :

$$\mathcal{P}_1 \Gamma(T, z, \omega, \mathbf{k}) = c_1 D_N(T, z, \omega, \mathbf{k}) \star \Gamma(T, z, \omega, \mathbf{k}) \quad (3.51)$$

$$\mathcal{P}_2 D_N(T, z, \omega, \mathbf{k}) = c_2 c_s^4 k^4 A_k^2 \Gamma(T, z, \omega, \mathbf{k}) \star \Gamma^*(T, z, \omega, \mathbf{k}), \quad (3.52)$$

où l'opérateur \mathcal{P}_1 est le propagateur apparaissant dans l'Eq. (3.6) et l'opérateur \mathcal{P}_2 est celui apparaissant dans l'équation pour la fonction de corrélation des fluctuations de densité. Les constantes de couplage c_1 et c_2 sont respectivement, $c_1 = (\pi/4) L_R k_0^2 (n_0/n_c)^2$ et $c_2 = (c n_c T_e)^{-2}$.

¹⁸Voir les développements présentés dans la Sec. 1.4.1, ou la Réf. [Rose 92].

¹⁹En toute rigueur, il ne participe pas à l'excitation des fluctuations de densité *via* la force pondéromotrice (sensible au gradient de l'intensité) et *via* les effets thermiques tels qui sont pris en compte par les trois contributions retenues dans le terme A_k . Ce terme pourrait cependant jouer un rôle dans l'excitation des fluctuations de densité à grande échelle *via* le terme de chauffage par Bremmstrahlung inverse. Nous avons négligé cet effet car il se développe sur des temps très longs, de l'ordre de L/c_s , où L est la largeur caractéristique du faisceau, et met en jeu des fluctuations de grandes longueurs d'onde qui n'entrent pas en jeu dans le phénomène de lissage induit par plasma.

3.3.1 Approche perturbative

Pour illustrer la perte de cohérence spatiale et temporelle induite par la diffusion multiple, nous proposons une approche perturbative du systèmes d'Eq. (3.51) et (3.52). La fonction de corrélation du champ électrique du laser est écrite comme la somme d'une contribution non perturbée Γ_0 , qui décrit le laser incident, et d'une composante perturbée Γ_1 , qui rend compte de la lumière diffusée. Quant à la fonction de corrélation des fluctuations de densité, elle est écrite comme la somme d'une contribution initiale D_{N0} , qui rend compte des fluctuations de densité déjà présente dans le milieu et qui est négligée dans notre étude, et d'une composante D_{N1} , qui décrit les fluctuations de densité excitées par le laser incident. Après linéarisation des Eq. (3.51) et (3.52), en considérant que la composante perturbée de la fonction de corrélation du champ est petite devant la fonction de corrélation du champ incident supposée constante au cours de la propagation²⁰, nous obtenons :

$$\mathcal{P}_1 \Gamma_1(T, z, \omega, \mathbf{k}) = c_1 D_{N1}(T, z, \omega, \mathbf{k}) \star \Gamma_0(T, z, \omega, \mathbf{k}) \quad (3.53)$$

$$\mathcal{P}_2 D_{N1}(T, z, \omega, \mathbf{k}) = c_2 c_s^4 \mathbf{k}^4 A_k^2 \Gamma_0(T, z, \omega, \mathbf{k}) \star \Gamma_0^*(T, z, \omega, \mathbf{k}). \quad (3.54)$$

Le cas qui nous intéresse est celui d'un faisceau temporellement cohérent, mais spatialement lissé. Il nous permet de mettre en évidence le phénomène de lissage temporel dans des conditions proches de celles décrites dans le Chap. 2. En négligeant l'effet de l'amortissement des ondes acoustiques, le terme source étant connu dans l'Eq. (3.54), nous obtenons que la fonction de corrélation des fluctuations de densité D_{N1} est donnée par l'Eq. (3.30), précédemment établie. En injectant cette expression dans l'Eq. (3.53) pour le champ électrique du laser où le terme de diffraction est négligé, nous obtenons la perturbation de la fonction de corrélation du champ électrique :

$$\begin{aligned} \Gamma_1(T, z, \omega, \mathbf{k}) &= 2\pi \rho_0 c_1 c_2 \langle I \rangle^2 z \left[\frac{\pi}{3} \exp\left(-\frac{\rho_0^2 \mathbf{k}^2}{6}\right) \delta(\omega) \right. \\ &\quad \left. - 2 \frac{\rho_0}{c_s} \cos(2\omega T) \zeta_{\rho_0 \mathbf{k}} \left(2 \frac{\rho_0 \omega}{c_s} \right) + \frac{1}{4} \frac{\rho_0}{c_s} \zeta_{\rho_0 \mathbf{k}} \left(\frac{\rho_0 \omega}{c_s} \right) \right], \quad (3.55) \end{aligned}$$

où $\zeta_{\mathbf{k}}(\nu) = \pi |\nu| I_0(|\mathbf{k}| \nu) \exp(-\mathbf{k}^2/2 - 3\nu^2/4)$, et I_0 est la fonction de Bessel modifiée du premier ordre. Cette expression pour Γ_1 montre comment chaque branche de la fonction de corrélation des fluctuations de densité donne lieu à une diffusion de la lumière incidente. Les perturbations statiques du plasma, à $\omega \simeq 0$, induisent une réduction de la cohérence spatiale de la lumière sans élargissement du spectre temporel

²⁰Cette hypothèse revient à négliger les effets de la propagation sur le faisceau laser incident. La diffraction n'est donc pas prise en compte, ce qui est justifié pour des distances de propagation plus courtes que la longueur de Rayleigh du faisceau. La déplétion du faisceau incident du fait de la diffusion multiple n'est pas, non plus, prise en compte. Cette hypothèse, en accord avec l'approche perturbative, impose des limites au calcul.

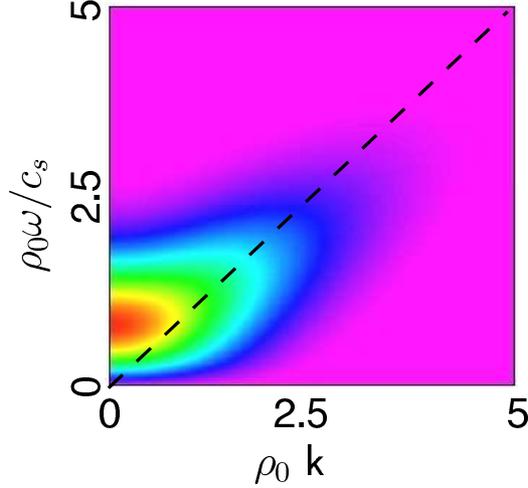


FIG. 3.10 – Evolution de la fonction $\zeta_{\rho_0 \mathbf{k}}(\rho_0 \omega / c_s)$ avec la fréquence ω et le nombre d'onde transverse $|\mathbf{k}|$. La ligne discontinue représente $c_s |\mathbf{k}| = \omega$.

de la lumière diffusée. La diffusion sur les fluctuations de densité se déplaçant à la vitesse acoustique dans le plasma donnent lieu à la fois à une réduction de la cohérence spatiale du laser, et à un élargissement spectral de la lumière transmise. Notons que le second terme dans cette expression du spectre résolu en temps est difficile à observé expérimentalement. Sa mise en évidence nécessite en effet une résolution temporelle inférieure au temps acoustique, de l'ordre de quelques picosecondes. Nous verrons dans le Chap. 6 dédié à la campagne expérimentale sur le laser ALISE qu'une telle résolution n'est pas toujours accessible. C'est le troisième terme et donc la diffusion sur les fluctuations se propageant à c_s qui domine l'élargissement spectral de la lumière transmise.

La fonction $\zeta_{\rho_0 \mathbf{k}}(\rho_0 \omega / c_s)$ est maximum pour $|\mathbf{k}| \simeq \omega / c_s$ et décroît fortement avec ω et $|\mathbf{k}|$ (*cf.* Fig. 3.10). Ceci traduit que les dépendances temporelle et spatiale de la lumière transmise sont mélangées. Cette observation, qui rend compte de la dispersion des fréquences en espace, est une condition nécessaire à toute technique de lissage (*cf.* Sec. 1.4). D'autre part, cela traduit que l'ouverture du cône de la lumière diffusée n'excède pas fortement le cône incident et que l'étalement en fréquence est fortement lié à la fréquence caractéristique de la réponse du plasma.

Plus précisément, en intégrant sur le temps T et les vecteurs d'onde \mathbf{k} le spectre Γ_1 , et en notant que $(2\pi)^{-2} \int d\kappa^2 \zeta_{\boldsymbol{\kappa}}(\nu) = |\nu|/2 \exp(-\nu^2/4)$, nous obtenons que l'élargissement du spectre temporel de la lumière diffusée est d'une part symétrique, d'autre part que le temps de cohérence est de l'ordre de $\rho_0 / (c_s \sqrt{2})$. Cette estimation est en accord avec les résultats obtenus dans la Sec. 3.1.2 en posant $\rho_M = \rho_0 / \sqrt{2}$. Aussi, l'intégration en temps et sur la fréquence ω donne, puisque $(2\pi)^{-1} \int d\nu \zeta_{\boldsymbol{\kappa}}(\nu) = \exp(-\boldsymbol{\kappa}^2/6)/3$, que

le rayon de cohérence de cette lumière diffusée est réduit d'un facteur $\sqrt{3}$. Ce résultat peut être, lui aussi, établi à partir des résultats de la Sec. 3.1.2. Cet effet traduit l'augmentation de l'angle du cône de la lumière diffusée.

Enfin, nous retrouvons que l'intensité de la lumière diffusée croît sur une longueur $(c_1 c_2 \langle I \rangle)^{-1} \simeq \Lambda_C$. C'est à dire que l'ouverture angulaire et l'étalement spectral de la lumière transmise croissent au cours de la propagation.

3.3.2 Discussion sur la longueur caractéristique de lissage

Nous venons de montrer que la longueur caractéristique Λ_C sur laquelle apparaît le lissage induit par plasma du fait de la diffusion multiple sur les fluctuations de densité auto-induites est telle que :

$$\Lambda_C^{-1} = \frac{\pi}{4} L_R k_0^2 \alpha_T^2 \frac{n_0^2}{n_c^2} \frac{3}{2} \left(\frac{\langle I \rangle}{2c n_c T_e} \right)^2. \quad (3.56)$$

Cette longueur nous renseigne sur la distance minimale sur laquelle les effets "collectifs" d'un ensemble de speckles modifient la cohérence du faisceau. La prise en compte des effets thermiques induit une augmentation du niveau des fluctuations de densité d'un facteur α_T tel que décrit par les Eqs. (3.38) ou (3.44). Nous estimons donc qu'ils réduisent cette longueur de lissage d'un facteur $\simeq \alpha_T^2$. Nous pouvons remarquer la similarité entre cette expression et le critère (2.2) obtenu par Malka *et al.* [Malka 03] et présenté dans la Sec. 2.2.2.

Enfin, l'importance des effets au niveau du speckle lui-même, et de l'autofocalisation surtout, dépendent du rapport \hat{P} de la puissance véhiculée par un speckle ayant l'intensité moyenne²¹ $\langle P_{sp} \rangle = \pi \rho_0^2 \langle I \rangle$ par la puissance critique pour l'autofocalisation, qui dans le cas d'un faisceau Gaussien s'écrit sous la forme²² :

$$P_c = (8\pi/k_0^2) c n_c T_e n_c/n_0. \quad (3.57)$$

Ainsi, nous pouvons exprimer la longueur caractéristique Λ_C en fonction de ce paramètre \hat{P} , $\Lambda_C = L_R/(6\pi\alpha_T^2\hat{P}^2)$. Ce paramètre devient ainsi un paramètre clef de notre description de la perte de cohérence.

Cette expression de Λ_C nous permet de revenir sur les hypothèses sur lesquelles repose notre modèle. Nous l'avons vu, l'hypothèse de diffusion posée dans la Sec. 3.1.1 requiert que la longueur sur laquelle apparaît le lissage soit plus grande que la longueur caractéristique des fluctuations de densité. Nous obtenons alors une condition sur le

²¹Nous nous plaçons ici dans le cas d'une optique Gaussienne. Le cas d'une optique carré pourra être traitée, nous l'avons vu, en identifiant ρ_0 à $\rho_C/\sqrt{\pi}$.

²²Il s'agit de la puissance critique telle qu'elle a été établie dans la Sec. 1.5.3 et dont l'Eq. (1.131) donne une expression en unités pratiques.

rapport \hat{P} : la puissance véhiculée par un speckle moyen ne doit pas excéder 23 % de la puissance critique pour l'autofocalisation²³. De plus, nous l'avons dans la Sec. 2.2.2, pour $\hat{P} \gtrsim 0.2$, les effets d'autofocalisation des speckles les plus chauds doivent être pris en compte dans le lissage induit, dont l'effet est alors amplifié.

3.4 Conclusions

Ce chapitre formalise la propagation d'un faisceau laser partiellement cohérent dans un milieu présentant des fluctuations de densité aléatoires, homogènement réparties dans le plan transverse à la direction de propagation. La description du laser par sa fonction de corrélation repose sur l'approximation paraxiale pour le champ électrique. Cette approximation limite la description à des milieux dont les fluctuations d'indice optique sont larges devant la longueur d'onde du laser. Elle repose aussi sur une hypothèse de diffusion qui considère la propagation du laser comme une marche aléatoire. Cette hypothèse requiert quant à elle que la dimension longitudinale des fluctuations soient plus petite que la longueur caractéristique sur laquelle apparaît le lissage. Le modèle ainsi obtenu montre un élargissement angulaire et spectral de la lumière laser au cours de la propagation.

Après avoir étudié la propagation dans un milieu présentant naturellement des fluctuations de la densité, nous nous sommes intéressés à l'excitation des fluctuations de densité par le laser lui-même, *via* la force pondéromotrice et les effets thermiques qu'il exerce sur le plasma. Partant de considération au niveau d'un speckle donné, nous avons généralisé nos résultats à une figure de tavelure temporellement cohérente. Une méthode originale a été développée pour décrire les fluctuations de densité induites par un faisceau temporellement et/ou spatialement lissé. Nous avons ainsi pu établir les spectres spatiaux et temporels des fluctuations de densité. Dans le cas d'un faisceau temporellement cohérent, le niveau des fluctuations de densité sature après un temps acoustique ρ_0/c_s . Au contraire, l'excitation continue des perturbations de densité par un faisceau temporellement lissé donne lieu à un niveau de fluctuations croissant comme la racine carrée du temps.

L'importance des effets thermiques a été discutée. S'ils modifient la structure des spectres spatiaux et temporels des fluctuations de densité en favorisant les petites longueurs d'onde et basse fréquence, les effets thermiques sont avant tout responsable d'une augmentation du niveau des fluctuations de densité et donc de l'importance du lissage induit par plasma. Nous avons introduit un facteur permettant d'estimer

²³Ici, nous prenons la condition $\Lambda_C > L_R$, alors qu'en toute rigueur il faudrait $\Lambda_C \gg L_R$. Nous supposons la première condition suffisante car, comme nous l'avons noté Sec. 3.1.2, il faut parcourir plus que Λ_c pour que le lissage soit réellement effectif en terme du rapport de l'énergie diffusée sur l'énergie incidente.

rapidement l'importance de ces effets selon le rapport du libre parcours électron-ion sur le rayon du speckle et le numéro atomique moyen du plasma. Dans le Chap. 5, nous revenons sur ce fait et montrons l'importance de ces effets dans les conditions rencontrées sur les installations laser actuelles (ALISE, LULI ou LIL) et futures (LMJ, NIF).

L'amortissement des ondes acoustiques ioniques donne lieu à la saturation du niveau des fluctuations de densité pour des temps $T > \nu_a^{-1}$. Les propriétés de ces fluctuations ont été étudiées.

Lors de cette étude, nous avons montré que les fluctuations de densité induites dans le cas d'une optique carrée peuvent être simulée par une optique Gaussienne, à condition que l'intensité moyenne dans la tache focale et la puissance moyenne véhiculée par un speckle soit égale.

Nous nous sommes alors intéressés au couplage des descriptions statistiques du champ électrique et des fluctuations de densité afin d'établir une description auto-consistante du phénomène de lissage induit par la diffusion multiple des fluctuations de densité. Pour cela, nous avons formulé l'hypothèse selon laquelle la distribution du champ électrique conserve une statistique Gaussienne au cours de la propagation. Une approche perturbative nous a montré comment le lissage de la lumière diffusé apparaît au cours de la propagation. Les propriétés de la lumière transmise sont établies, notamment le modèle prédit une croissance symétrique du spectre temporel de la lumière diffusée. La longueur caractéristique pour le lissage est formalisée en fonction des paramètres du laser et du plasma. Le rapport de la puissance moyenne véhiculée par un speckle par la puissance critique pour l'autofocalisation du point chaud apparaît comme le paramètre clef pour la description du lissage.

Les résultats théoriques développés dans cette section sur la propagation dans un milieu aléatoire ont été vérifiés dans des simulations numériques présentées au Chap. 5. Ils ont permis le dimensionnement d'une campagne expérimentale sur les installations LULI 2000 et LIL. Le but de ces expériences est d'étudier le lissage du faisceau laser après propagation au travers d'un plasma naturellement inhomogène car créé à partir d'une mousse sous dense et de caractériser son effet sur les rétrodiffusion Brillouin ou Raman ainsi que sur l'imprint de défauts sur une feuille éventuellement placée en transmission. La campagne sur LIL doit permettre, du fait de l'importante énergie laser disponible (9.4 kJ par faisceau après conversion à 3ω) et de la faible longueur d'onde ($0.35 \mu\text{m}$), d'explorer des régimes d'interaction pertinents pour la FCI.

Le modèle de diffusion multiple décrit la diffusion de la lumière sur les ondes acoustiques ioniques induites par les perturbations d'intensité du faisceau incident. Il ne tient cependant pas compte des corrélations qui se créent au cours de la propagation entre l'onde incidente, l'onde diffusée et l'onde acoustique induite par leur couplage. Ainsi, la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant qui découle de ce type de couplage n'est pas

prise en compte dans ce modèle. Or, des simulations numériques présentées dans le Chap. 5 de ce manuscrit mettent en évidence le rôle majeur de ce phénomène dans le lissage induit sous la puissance critique. Cette constatation a motivé le prochain chapitre, dans lequel nous montrons comment les corrélations entre les ondes diffusées et les fluctuations de densité peuvent être prises en compte.

Chapitre 4

Modélisation statistique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant

Sommaire

4.1	Equations de couplage à trois ondes pour la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant	125
4.1.1	Equations de couplage dans le formalisme paraxial	125
4.1.2	Symétrisation et normalisation des équations de couplage	128
4.2	Méthode itérative pour l'étude de l'évolution des moyennes des champs associés aux ondes filles	129
4.2.1	Décomposition des champs diffusé et acoustique en valeur moyenne et composante stochastique	129
4.2.2	Méthode itérative pour l'écriture des équations d'évolution des moyennes des champs	130
4.3	Mise en évidence des différents régimes de croissance	133
4.3.1	Calcul de $\Delta\omega_s$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$	133
4.3.2	Calcul de $\Delta\omega_d^{-1}$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$	135
4.4	Convergence du développement et justification de l'approximation de Bourret	139
4.5	Transition du régime de croissance incohérente vers le régime de croissance cohérente pour le FSBS	140
4.6	Conclusions	141

Dans le chapitre précédent, nous avons montré comment la diffusion multiple du rayonnement laser sur les fluctuations de densité auto-induites permet d'élargir le spectre spatial et temporel de la lumière transmise. Des simulations numériques réalisées avec le code PARAX, et que nous présentons dans la suite de ce manuscrit, montrent l'apparition à la fois d'un élargissement du spectre temporel de la lumière laser, mais aussi l'apparition d'un décalage vers le rouge de ce spectre. Cet effet, qui n'apparaît pas dans le modèle développé au Chap. 3, est caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant (FSBS, pour Forward Stimulated Brillouin Scattering). Il est similaire à celui observé dans les Réfs. [Schmitt 98, Maximov 01], à ceci près qu'il apparaît ici dans un régime à plus basse intensité et qu'il n'est donc pas initié par l'autofocalisation des speckles les plus intenses. Il découle du couplage des fluctuations de densité avec la lumière diffusée, lequel n'est pas pris en compte dans le précédent modèle. Nous montrons dans ce chapitre comment les corrélations entre ondes diffusées et fluctuations de densité peuvent être prises en compte.

Ces dernières années, le rôle de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant dans la propagation des faisceaux laser est apparu toujours plus important. Ainsi, dans la Réf. [Lushnikov 06b], les auteurs soulignent que pour des faisceaux temporellement lissés, avec des temps de cohérence très courts devant le temps de filamentation, cette instabilité pourrait être la principale cause d'une dégradation de la propagation du faisceau laser au delà d'un certain seuil en intensité, et ce, sans que l'instabilité de filamentation ne soit déclenchée. Un modèle de FSBS prenant en compte le caractère incohérent du faisceau incident nous est donc paru indispensable.

Comme nous l'avons montré dans le Chap. 3, la propagation des faisceaux lasers vers l'avant sous la puissance critique est gouvernée par des effets collectifs mettant en jeu un ensemble de points chauds. Ainsi, le modèle de diffusion Brillouin vers l'avant avec une onde de pompe incohérente est fondamentalement différent des modèles dits de speckles indépendants développés pour la rétro-diffusion Brillouin [Tikhonchuk 96]. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 1.5.2, les auteurs de la Réf. [Maximov 01] proposent un modèle pour le FSBS basé sur une approximation de phase aléatoire (RPA, pour Random Phase Approximation). Nous revenons sur ce modèle au cours de ce chapitre. Nous montrons notamment que la croissance mise en évidence dans cette référence, que nous qualifions d'incohérente¹, n'est pas celle principalement mise en jeu dans le lissage induit par plasma. Nous soulignons en effet que, sous certaines conditions très facilement vérifiées dans les expériences actuelles, une croissance cohérente² peut être obtenue.

¹Dans le sens où la largeur de cohérence de l'onde de pompe limite le taux de croissance.

²Dans le sens où la largeur de cohérence de l'onde de pompe n'apparaît pas dans le taux de croissance.

Le modèle présenté ici est basé sur une décomposition en une fréquence principale (celle de l'onde laser) et une deuxième fréquence (celle de l'onde diffusée) du champ électromagnétique. Nous regardons comment ces deux champs séparés en fréquence se couplent *via* l'onde acoustique stimulée par le FSBS. Une approche linéaire de ce couplage nous permet d'établir quelles sont les fréquences et directions préférentiellement excitées lors du FSBS et quels sont leurs taux de croissance spatial et/ou temporel. L'évolution des valeurs moyennes des champs diffusé et acoustique est étudiée dans le cadre de l'approximation dite de Bourret [Bourret 62], laquelle est établie et justifiée par une méthode itérative.

4.1 Equations de couplage à trois ondes pour la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant

4.1.1 Equations de couplage dans le formalisme paraxial

Le lissage temporel d'un faisceau laser se traduit, nous l'avons vu dans les précédents chapitres, par un élargissement de son spectre temporel. La diffusion multiple du laser sur des fluctuations de densité (*cf.* Chap. 3) ou la filamentation instationnaire du laser [Schmitt 98, Maximov 01] peuvent initier cet élargissement. Il reste maintenant à comprendre comment les composantes du champ électrique à différentes fréquences peuvent se coupler pour donner lieu à l'instabilité de FSBS. Pour cela, nous considérons un faisceau laser contenant deux fréquences temporelles différentes et un spectre spatial large³ :

$$\begin{aligned}
 E(t, z, \mathbf{r}) &= (2\pi)^{-2} \int d\mathbf{k}_p \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}) \exp(i \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}) \\
 &+ (2\pi)^{-2} \int d\mathbf{k}_d \widetilde{E}_d(t, z, \mathbf{k}_d) \exp(i \mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r} + i \omega t), \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

où \widetilde{E}_p et \widetilde{E}_d sont les spectres spatiaux des deux composantes. La première de ces composantes, \widetilde{E}_p , est assimilée au champ électrique du laser incident qui, dans les conditions qui nous intéressent, est monochromatique de fréquence ω_0 (faisceau temporellement cohérent), mais présente un spectre spatial large. La seconde composante, \widetilde{E}_d , représente quant à elle l'onde diffusée à la fréquence⁴ $\omega_0 - \omega$.

³Les méthodes statistiques appliquées dans ce chapitre requièrent que l'incohérence spatiale du laser soit suffisamment importante pour que l'on puisse assimiler une moyenne spatiale à une moyenne statistique en vertu du principe d'ergodicité.

⁴Nous verrons dans la suite que l'instabilité ne se développera que pour les pulsations $\omega > 0$, *i.e.* pour un décalage vers le rouge de l'onde diffusée.

Dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale transverse \mathbf{r} , le champ électrique total \widetilde{E} s'écrit :

$$\widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}) = \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}) + \widetilde{E}_d(t, z, \mathbf{k}) \exp(+i\omega t). \quad (4.2)$$

Si nous nous intéressons à des diffusions dans une direction proche de la direction de propagation principale⁵, ce champ électrique est alors décrit dans le cadre de l'approximation paraxiale :

$$\left(\partial_z + i \frac{\mathbf{k}^2}{2k_0} \right) \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}) = -i \frac{\kappa_1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_s \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}_s) \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k} - \mathbf{k}_s), \quad (4.3)$$

où $\kappa_1 = k_0 n_0 / (2n_c)$.

La diffusion Brillouin stimulée vers l'avant résultant d'un couplage résonnant à trois ondes (*cf.* Fig. 4.1), les champs \widetilde{E}_p et \widetilde{E}_d sont couplés par une onde acoustique de fréquence ω . Dans l'espace réel pour la composante spatiale transverse, cette onde s'écrit sous la forme :

$$\widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{r}) = (2\pi)^{-2} \int d\mathbf{k}_s \widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s) \exp(+i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - i\omega t) + c.c..$$

Dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale transverse, nous obtenons :

$$\widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}_s) = \widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s) \exp(-i\omega t) + \widetilde{N}^*(t, z, -\mathbf{k}_s) \exp(+i\omega t). \quad (4.4)$$

Nous considérons des fluctuations de densité $\widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}_s)$ ayant de petites amplitudes $\delta n/n_0 \ll 1$ et obéissant donc à l'équation d'onde acoustique ionique :

$$(\partial_t^2 + 2\nu_s \partial_t + c_s^2 \mathbf{k}_s^2) \widetilde{\delta n}(t, z, \mathbf{k}_s) = -\frac{\kappa_2}{(2\pi)^2} A_k c_s^2 \mathbf{k}_s^2 \int d\mathbf{k} \widetilde{E}(t, z, \mathbf{k}) \widetilde{E}^*(t, z, \mathbf{k} - \mathbf{k}_s) \quad (4.5)$$

où $\kappa_2 = (cn_c T_e)^{-1}$.

Etablissons maintenant les équations qui gouvernent le couplage des champs \widetilde{E}_p et \widetilde{E}_d par l'onde acoustique ionique \widetilde{N} . En décomposant le champ électrique du laser \widetilde{E} suivant \widetilde{E}_p et \widetilde{E}_d dans l'équation paraxiale (4.3), en ne retenant pour les enveloppes \widetilde{E}_p et \widetilde{E}_d que les contributions du membre de droite qui sont à la même fréquence, nous obtenons les équations de propagation :

$$\left(\partial_z + i \frac{\mathbf{k}_p^2}{2k_0} \right) \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}_p) = -i (2\pi)^{-2} \kappa_1 \int d\mathbf{k}_s \widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s) \widetilde{E}_d(t, z, \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s), \quad (4.6)$$

$$\left(\partial_z + i \frac{\mathbf{k}_d^2}{2k_0} \right) \widetilde{E}_d(t, z, \mathbf{k}_d) = -i (2\pi)^{-2} \kappa_1 \int d\mathbf{k}_p \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}_p) \widetilde{N}^*(t, z, \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d). \quad (4.7)$$

⁵Ce qui est le cas pour les régimes qui nous intéressent, comme nous en avons discuté dans la Sec. 1.6.1.

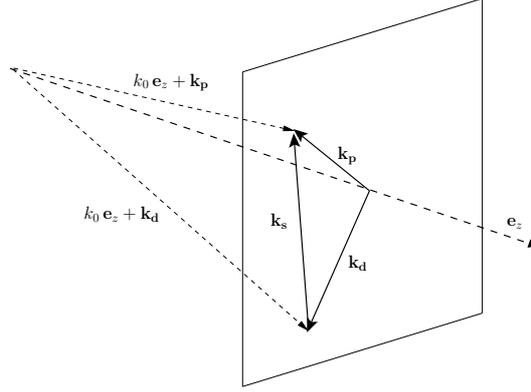


FIG. 4.1 – Représentation schématique du couplage donnant lieu à l’instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l’avant. Les vecteurs d’ondes *transverses* \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_d des ondes électromagnétiques incidente et diffusée sont présentés dans le *plan transverse* à la direction de propagation \mathbf{e}_z . De même, le vecteur d’onde \mathbf{k}_s de l’onde acoustique se trouve dans ce plan transverse. Les vecteurs d’ondes $k_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{k}_p$ et $k_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{k}_d$ sont présentés en trois dimensions.

A ce niveau, en nous limitant à la phase linéaire de l’instabilité, nous pouvons négliger le membre de droite dans l’Eq. (4.6), lequel rend compte de la réaction des ondes filles sur l’onde de pompe. Dès lors, le champ électrique incident $\widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}_p)$ n’admet aucune variation temporelle⁶ et sa dépendance selon la dimension de propagation z n’est due qu’au seul phénomène de diffraction.

Enfin, nous pouvons déduire de l’équation d’onde acoustique ionique (4.5) l’équation pour l’enveloppe⁷ $\widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s)$ des fluctuations de densité à la fréquence ω :

$$\begin{aligned}
 & (\partial_t + \nu_s - i(\omega - c_s |\mathbf{k}_s|)) \widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s) \\
 = & -i (2\pi)^{-2} \frac{\kappa_2}{2} A_{\omega/c_s} \omega \int d\mathbf{k}_p \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}_p) \widetilde{E}_d^*(t, z, \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s). \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

Notons que cette équation est établie dans le cadre d’une approximation d’enveloppe temporelle autour de la fréquence temporelle $\omega \simeq c_s |\mathbf{k}_s|$, *i.e.* que nous considérons des variations temporelles de l’amplitude $\widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s)$ lentes par rapport à ω^{-1} . L’étude proposée ne permet donc pas la prise en compte de l’instabilité en régime de couplage fort (*cf.* Sec. 1.5.2), mais convient parfaitement pour les conditions d’interaction qui nous intéressent, où les fluctuations de densité satisfont de manière approchée à l’équation de dispersion des ondes acoustiques $\omega^2 \simeq c_s^2 \mathbf{k}_s^2$.

⁶Rappelons que le faisceau incident est monochromatique, sans lissage temporel.

⁷Les hypothèses simplificatrices introduites ici sont les mêmes que celles utilisées dans la Sec. 1.5.

4.1.2 Symétrisation et normalisation des équations de couplage

Nous allons maintenant introduire des notations répandues dans la littérature [Dautray 94] afin d'alléger au maximum les notations. Pour cela, nous définissons les champs de pompe $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$, diffusé $a_{\mathbf{k}_d}^{(d)}$ et acoustique $a_{\mathbf{k}_s}^{(s)}$ sous la forme :

$$a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} = \widetilde{E}_p(z, \mathbf{k}_p) / (\sqrt{\langle I \rangle} (2\pi)^2), \quad (4.9)$$

$$a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} = \widetilde{E}_d(t, z, \mathbf{k}_p) \sqrt{\kappa_2 A_{\omega/c_s} \omega / 2}, \quad (4.10)$$

$$a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} = i \widetilde{N}(t, z, \mathbf{k}_s) \sqrt{c \kappa_1}, \quad (4.11)$$

où $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne du laser incident. Les équations (4.6)-(4.8) prennent alors la forme :

$$(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)}) a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} = 0, \quad (4.12)$$

$$(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_d}^{(d)}) a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} = \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*}, \quad (4.13)$$

$$(\partial_t + \nu_s + i \Omega_{\mathbf{k}_s}^{(s)}) a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} = \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*}, \quad (4.14)$$

où $\Omega_{\mathbf{k}}^{(p)} = \Omega_{\mathbf{k}}^{(d)} = c^2 \mathbf{k}^2 / (2\omega_0)$ et $\Omega_{\mathbf{k}}^{(s)} = c_s |\mathbf{k}| - \omega$. Rappelons à ce niveau que l'Eq. (4.14) est établie dans le cadre d'une approximation d'enveloppe temporelle, le vecteur d'onde \mathbf{k}_s est donc tel que $c_s |\mathbf{k}_s| \simeq \omega$. Aussi, nous avons fait apparaître le taux de croissance temporel en pompe homogène $\gamma_0 = (c \kappa_1 \kappa_2 A_{\omega/c_s} \omega \langle I \rangle / 2)^{1/2}$. Son carré, aussi appelé constante de couplage pour l'instabilité de FSBS, est une fonction linéaire de ω et s'écrit en unités pratiques :

$$\frac{\gamma_0^2}{\omega_0 \omega} \simeq 2.36 \frac{n_0}{n_c} \frac{\langle I_{14} \rangle \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}{T_e [\text{eV}]}, \quad (4.15)$$

où $\langle I_{14} \rangle$ est l'intensité moyenne de l'onde laser incidente en 10^{14} W/cm^2 .

Dans ces notations, le champ $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$ de l'onde de pompe admet une dépendance en z , mais est constant au cours du temps (nous considérons une pompe monochromatique). Il présente les caractéristiques suivantes :

$$\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \rangle = 0, \quad (4.16)$$

$$\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} \rangle = 0, \quad (4.17)$$

$$\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \rangle = n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}'_p), \quad (4.18)$$

où $n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$ représente la densité spectrale spatiale d'énergie de l'onde laser incidente, normalisée de sorte que $\int d\mathbf{k}_p n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} = 1$. Pour des distances de propagation inférieures à la longueur de Rayleigh du faisceau laser, $n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$ sera considérée comme indépendante de la coordonnée spatiale z . Nous considérons de plus que l'onde de pompe obéit à une

statistique Gaussienne de sorte que les moments d'ordre impair du champ sont nuls et les moments paires (et notamment les fonctions de corrélation à quatre champs) se décomposent en produits des moments à deux champs comme discuté dans la Sec. 1.4.1. Pour les applications qui sont faites dans ce chapitre, nous considérons une optique Gaussienne telle que donnée par l'Eq. (1.83) avec $L_0 \rightarrow \infty$. Le spectre spatial de l'onde de pompe est alors de la forme $n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} = \rho_0^2 / (2\pi) \exp(-\rho_0^2 \mathbf{k}_p^2 / 2)$.

Nous cherchons dans la suite de ce chapitre à caractériser l'évolution spatio-temporelle des moyennes des champs diffusé $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ et acoustique $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ sous l'effet de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant.

4.2 Méthode itérative pour l'étude de l'évolution des moyennes des champs associés aux ondes filles

4.2.1 Décomposition des champs diffusé et acoustique en valeur moyenne et composante stochastique

Comme nous l'avons souligné tout au long de ce manuscrit, la description de la propagation des faisceaux laser lissé dans un plasma requiert l'utilisation de méthode statistique. Dans ce chapitre, nous nous attachons à décrire l'évolution des moyennes des champs diffusé et acoustique. Pour cela, les champs des ondes filles sont décomposés en une composante moyenne $\langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$ et une composante stochastique $\delta a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} = a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} - \langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$ où $\alpha = (d, s)$.

En introduisant cette décomposition dans les Eqs. (4.13) et (4.14) préalablement moyennées, nous obtenons les équations d'évolution pour la moyenne des champs :

$$\left(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \right) \langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle = \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \rangle, \quad (4.19)$$

$$\left(\partial_t + \nu_s + i \Omega_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \right) \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle = \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \rangle. \quad (4.20)$$

Ces équations pour les valeurs moyennes font apparaître les composantes stochastiques dont les équations d'évolution sont obtenues par soustraction des Eqs. (4.19) et (4.20) aux Eqs. (4.13) et (4.14).

$$\begin{aligned} \left(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \right) \delta a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} &= \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \langle a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \rangle + \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \\ &\quad - \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \rangle, \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \left(\partial_t + \nu_s + i \Omega_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \right) \delta a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} &= \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \langle a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \rangle + \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \\ &\quad - \gamma_0 \int d\mathbf{k}_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \rangle. \end{aligned} \quad (4.22)$$

4.2.2 Méthode itérative pour l'écriture des équations d'évolution des moyennes des champs

Considérons les Eqs. (4.19) et (4.20) sur les valeurs moyennes des champs diffusé et acoustique. Le membre de droite de ces deux équations fait apparaître la composante stochastique du champ de l'onde fille couplée, *i.e.* $\delta a_{\mathbf{k}_s}^{(s)}$ pour l'équation sur $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ et $\delta a_{\mathbf{k}_d}^{(d)}$ pour l'équation sur $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$. Les équations (4.19) et (4.20) ne représentent donc pas un système fermé autorisant le calcul des valeurs moyennes. Nous présentons ici une méthode itérative qui, sous certaines conditions que nous explicitons par la suite, permet d'obtenir des équations d'évolution ne faisant intervenir que les valeurs moyennes des champs.

La première étape de cette méthode, nous l'appelons *première itération*, consiste à écrire les équations d'évolution pour les moyennes des produits⁸ $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*}$ et $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*}$ qui apparaissent dans les Eqs. (4.19) et (4.20). L'équation pour $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*}$ est obtenue en moyennant le produit du conjugué de l'Eq. (4.22) écrite en $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d$ par $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$. L'équation pour $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*}$ est quant à elle obtenue en moyennant la somme de l'Eq. (4.12) multipliée par $\delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*}$ et du conjugué de l'Eq. (4.21) écrite en $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s$ et multipliée par $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$. Du fait des propriétés (4.16)-(4.18) de l'onde de pompe, nous obtenons deux nouvelles équations :

$$\begin{aligned} \left(\partial_t + \nu_a - i \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)} \right) \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \rangle &= \gamma_0 n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle \\ &+ \gamma_0 \int d\mathbf{k}'_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle, \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \left(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - i \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)} \right) \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \rangle &= \gamma_0 n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle \\ &+ \gamma_0 \int d\mathbf{k}'_p \langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Il apparaît ici un terme proportionnel à la moyenne des amplitudes des ondes filles, diffusée ou acoustique et un terme contenant une fonction de corrélation à trois champs de la forme $\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$.

La seconde étape de la méthode consiste à *itérer* ces produits à trois champs $a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)}$ qui apparaissent dans les Eqs. (4.23) et (4.24). De manière similaire à ce qui a été fait lors de la première itération, nous obtenons à partir des Eqs. (4.12), (4.16)-(4.18) pour l'onde de pompe et (4.21) et (4.22) pour les champs diffusé et acous-

⁸Il est ici nécessaire d'itérer le produit des champs et non seulement les champs diffusés car l'onde de pompe présente une dépendance en z du fait de la diffraction.

tique :

$$\left(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - i \Omega_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} + i \Omega_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_d}^{(d)} \right) \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_d}^{(d)} \right\rangle \quad (4.25)$$

$$= \gamma_0 \int d\mathbf{k}''_p \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \left[a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} - \left\langle a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \right\rangle \right] \right\rangle, \quad (4.26)$$

$$\left(\partial_t + \nu_a + i \Omega_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_s}^{(s)} \right) \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \delta a_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_s}^{(s)} \right\rangle$$

$$= \gamma_0 \int d\mathbf{k}''_p \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \left[a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} - \left\langle a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \right\rangle \right] \right\rangle.$$

Contrairement à la première, cette seconde itération n'apporte aucun terme proportionnel à la moyenne des champs des ondes filles. Cette propriété peut être facilement généralisée du fait de la structure des Eqs. (4.19)-(4.22) et des propriétés de l'onde de pompe : seules les itérations d'ordre impaire apporteront des termes proportionnels à une moyenne $\langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$.

Ceci nous amène à une *troisième itération*, laquelle consiste à exprimer les moyennes de produits de quatre champs $a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)*} \left[a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)*} - \left\langle a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)*} \right\rangle \right]$ apparaissant dans les Eqs. (4.25) et (4.26). Nous obtenons alors deux nouvelles équations contenant chacune une série de termes dont certains font apparaître les moyennes des champs des ondes filles et d'autres font apparaître à nouveau les composantes stochastiques des champs. Nous comprenons alors la nécessité d'*itérer à nouveau* ces termes contenant les composantes stochastiques. Cette procédure itérative, si elle n'est pas stoppée, mène donc à un système infini d'équations couplées ($2n + 2$ équations pour n itérations). Nous allons faire une *hypothèse de troncature* qui, c'est ce qui rend intéressant cette méthode itérative, sera vérifiée *a posteriori*.

Faisons donc, *a priori*, cette hypothèse que seuls les termes faisant apparaître une composante proportionnelle à la moyenne des champs de l'onde fille $\langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$ donnent une contribution non négligeable aux équations obtenues à la troisième itération. L'utilisation des propriétés de l'onde de pompe⁹ et notamment le découpage des fonctions de corrélations à quatre champs en produits de fonctions de corrélation binaire présenté Fig. 1.2 permet de simplifier l'expression de ces termes proportionnels $\langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$. Nous obtenons finalement :

$$\left(\partial_t + \nu_a - i \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)} \right) \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \left[a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} - \left\langle a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)*} \right\rangle \right] \right\rangle$$

$$= \gamma_0 n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} n_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} \delta(\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}''_p) \langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle, \quad (4.27)$$

$$\left(c \partial_z + i \Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - i \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)} \right) \left\langle a_{\mathbf{k}_p}^{(p)} a_{\mathbf{k}'_p}^{(p)*} \left[a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} - \left\langle a_{\mathbf{k}''_p}^{(p)} \delta a_{\mathbf{k}''_p - \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)*} \right\rangle \right] \right\rangle$$

$$= \gamma_0 n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} n_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} \delta(\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}''_p) \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle. \quad (4.28)$$

Nous voyons que la seule dépendance en z dans le membre de droite est donnée par le terme moyen $\langle a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \rangle$. En effet, dès lors que l'on considère des distances de propagation

⁹Nous rappelons que l'onde laser incidente est supposée suivre une statistique Gaussienne.

inférieures à la longueur de Rayleigh du laser (typiquement millimétrique) les densités spectrales d'énergie de l'onde de pompe peuvent être considérées comme indépendantes de la coordonnée spatiale z . Il est alors facile d'inverser les Eqs. (4.27) et (4.28) en passant, par exemple, dans l'espace de Fourier pour la composante spatiale z et temporelle t . En injectant le résultat obtenu dans les équations établies à l'itération précédente et en *remontant ainsi de proche en proche*, nous obtenons les équations d'évolution pour les quantités moyennes associées aux ondes filles sous la forme d'un développement en puissances paires de γ_0 :

$$\left(cq + i\Omega_{\mathbf{k}_d}^{(d)}\right) \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle = \frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_s} \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle + \frac{\gamma_0^4}{\Delta\omega_{sds}^3} \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle, \quad (4.29)$$

$$\left(\gamma + \nu_a + i\Omega_{\mathbf{k}_s}^{(s)}\right) \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle = \frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_d} \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle + \frac{\gamma_0^4}{\Delta\omega_{dsd}^3} \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle, \quad (4.30)$$

où $\hat{a}_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)}$ est tel que $a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} = (2\pi)^{-2} \int dq d\gamma \hat{a}_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)} \exp(qz + \gamma t)$. Ont été introduits les fréquences :

$$\Delta\omega_s^{-1} = \int d\mathbf{k}_p \frac{n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}}{\gamma + \nu_a - i\Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)}}, \quad (4.31)$$

$$\Delta\omega_d^{-1} = \int d\mathbf{k}_p \frac{n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}}{cq + i\left(\Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)}\right)}, \quad (4.32)$$

et produits de fréquences :

$$\Delta\omega_{sds}^{-3} = \int d\mathbf{k}_p d\mathbf{k}'_p \frac{n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} n_{\mathbf{k}'_p}^{(p)}}{\left(\gamma + \nu_a - i\Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d}^{(s)}\right)^2 \left(cq + i\left(\Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - \Omega_{\mathbf{k}'_p}^{(p)} + \Omega_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_d}^{(d)}\right)\right)}, \quad (4.33)$$

$$\Delta\omega_{dsd}^{-3} = \int d\mathbf{k}_p d\mathbf{k}'_p \frac{n_{\mathbf{k}_p}^{(p)} n_{\mathbf{k}'_p}^{(p)}}{\left(\gamma + \nu_a + i\Omega_{\mathbf{k}'_p - \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_s}^{(s)}\right)^2 \left(cq + i\left(\Omega_{\mathbf{k}_p}^{(p)} - \Omega_{\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s}^{(d)}\right)\right)}. \quad (4.34)$$

A ce niveau, rappelons que les equations (4.29) et (4.30) fermées sur les valeurs moyennes des champs associés aux ondes filles sont obtenues moyennant une hypothèse de troncature faites au niveau de la troisième itération. Sans cette hypothèse, le développement en puissance paire de γ_0 aurait continuer indéfiniment.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons dans un premier temps (Sec. 4.3) supposer que seuls les termes de premier ordre en γ_0^2 donnent une contribution non négligeable aux Eqs. (4.29) et (4.30). Cette hypothèse est dite *approximation de Bourret*. Elle nous permet d'obtenir l'évolution spatio-temporelle des moyennes des champs des ondes filles. Sa justification se fera *a posteriori* dans la Sec. 4.4 et requiert que soient vérifiées les inégalités :

$$\frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_s} \gg \frac{\gamma_0^4}{\Delta\omega_{sds}^3} \quad \text{et} \quad \frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_d} \gg \frac{\gamma_0^4}{\Delta\omega_{dsd}^3}. \quad (4.35)$$

4.3 Mise en évidence des différents régimes de croissance

4.3.1 Calcul de $\Delta\omega_s$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$

La quantité $\Delta\omega_s^{-1}$ exprimée dans l'Eq. (4.31) est décomposée en une partie réelle et une partie imaginaire. Après avoir introduit le changement de variable $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_d$ dans l'Eq. (4.31), nous obtenons :

$$\text{Re } \Delta\omega_s^{-1} = \int d\mathbf{k}_s \frac{\gamma + \nu_a}{(\gamma + \nu_a)^2 + (\omega - c_s |\mathbf{k}_s|)^2} n_{\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_d}^{(p)}, \quad (4.36)$$

$$\text{Im } \Delta\omega_s^{-1} = \int d\mathbf{k}_s \frac{\omega - c_s |\mathbf{k}_s|}{(\gamma + \nu_a)^2 + (\omega - c_s |\mathbf{k}_s|)^2} n_{\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_d}^{(p)}, \quad (4.37)$$

Intéressons nous en premier lieu à $\text{Re } \Delta\omega_s^{-1}$. Deux effets sélectionnent quels sont les vecteurs d'onde \mathbf{k}_s qui apportent une contribution à l'intégrale (4.36) : la largeur de la résonance acoustique $(\gamma + \nu_a)/c_s$ et la largeur caractéristique ρ_0^{-1} du spectre spatial du faisceau incident.

Dans les conditions qui sont les nôtres, et notamment pour un amortissement des ondes acoustiques suffisamment faible $\nu_a \rho_0/c_s \ll 1$, c'est toujours¹⁰ la largeur de la résonance acoustique qui sélectionne les vecteurs d'ondes \mathbf{k}_s . Ainsi, cette dernière peut être approchée par une distribution de Dirac¹¹ dans l'Eq. (4.36) et il vient :

$$\text{Re } \Delta\omega_s^{-1} = \pi \int d\mathbf{k}_s n_{\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_d}^{(p)} \delta(\omega - c_s |\mathbf{k}_s|). \quad (4.38)$$

Dans le cas d'une optique Gaussienne, nous obtenons :

$$\text{Re } \Delta\omega_s^{-1} = \pi \omega \frac{\rho_0^2}{c_s^2} \exp\left(-\frac{\rho_0^2 \mathbf{k}_d^2}{2} - \frac{\rho_0^2 \omega^2}{c_s^2 2}\right) I_0\left(\rho_0 |\mathbf{k}_d| \frac{\rho_0}{c_s} \omega\right), \quad (4.39)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce.

Ce terme, nous le voyons, ne fait pas apparaître le terme γ de croissance temporelle lente. Ainsi, en injectant cette expression dans l'Eq. (4.29) (où le terme de second ordre en γ_0^2 est négligé), nous obtenons immédiatement que la moyenne du champ de l'onde diffusée $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ suit une croissance purement spatiale $|\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle|^2 = \exp(2 q_{incoh}^{conv} z)$ où $q_{incoh}^{conv} = (\gamma_0^2/c) \text{Re } \Delta\omega_s^{-1}$ n'est autre que le taux de croissance convectif mis en évidence dans la Réf. [Maximov 01] et discuté dans la Sec. 1.5.2. Il correspond à une croissance que nous qualifions par la suite d'incohérente dans le sens où elle est limitée par la largeur spectrale de la pompe.

¹⁰Nous revenons sur ce point dans la Sec. 4.3.2 et montrons notamment qu'une forte croissance temporelle $\gamma \rho_0/c_s > 1$ n'est jamais atteinte.

¹¹Plus précisément, nous approximations $\epsilon/(\epsilon^2 + \alpha^2)$ par $\pi \delta(\alpha)$ lorsque $\epsilon \rightarrow 0$.

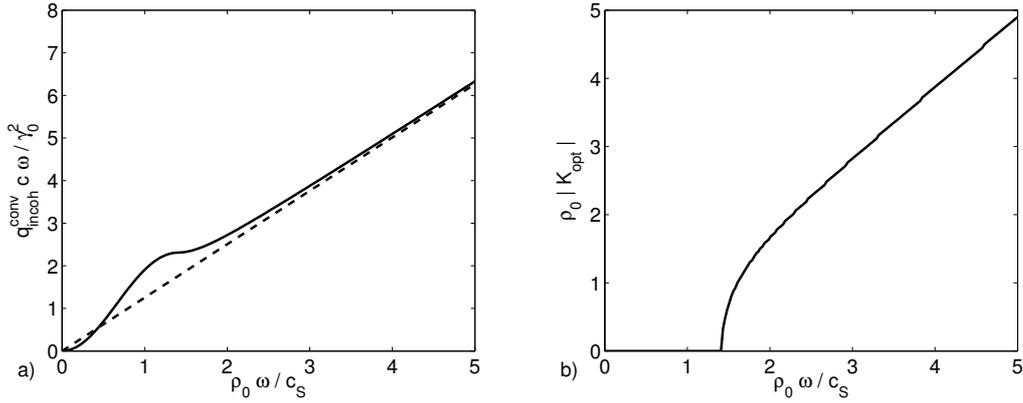


FIG. 4.2 – a) Taux de croissance q_{incoh}^{conv} normalisé à $\gamma_0^2/(c\omega)$ (courbe pleine) en fonction de la fréquence $\rho_0 \omega/c_s$. La courbe en pointillés montre le comportement asymptotique, linéaire en $\rho_0 \omega/c_s$. b) Evolution avec la fréquence $\rho_0 \omega/c_s$ de l'orientation $|\mathbf{K}_d|$ de la lumière diffusée qui maximise le taux de croissance q_{incoh}^{conv} .

La Fig. 4.2a présente l'évolution du maximum de q_{incoh}^{conv} avec la fréquence ω . La Fig. 4.2b montre quant-à elle l'évolution avec la fréquence ω du nombre d'onde $|\mathbf{K}_d|$ qui maximise ce taux de croissance. Le cas où $\omega \rho_0/c_s \ll 1$ n'est pas intéressant car le critère de croissance forte est alors facilement vérifié de sorte que nous ne nous trouvons pas dans ce régime. Pour $\omega \rho_0/c_s \gg 1$, le taux de croissance est maximum en $c_s |\mathbf{K}_d| \simeq \omega$, *i.e.* pour un angle de diffusion $\theta_d = |\mathbf{K}_d|/k_0 = \omega/(c_s k_0)$. Il croît alors comme une fonction linéaire de la fréquence $q_{conv}^{incoh} \rightarrow \sqrt{\pi/2} \gamma_0^2 \rho_0/(c c_s)$. Cependant, si le taux de croissance croît à mesure que la fréquence augmente, le bruit servant de germe à l'intensité est d'autant plus faible que la fréquence ω est importante. Ainsi, l'instabilité doit se développer sur de grandes distances avant d'être observée. Aussi, il nous faut rappeler que l'approximation paraxiale à laquelle nous sommes restreint limite n'est plus valable pour de grands angles de diffusion $|\mathbf{K}_d|/k_0$. Etant donné ce qui a été vu au chapitre précédent, nous pouvons nous attendre à ce que le cas $\omega \rho_0/c_s \simeq 1$ soit particulièrement intéressant. La diffusion multiple sur les fluctuations de densité dues au faisceau lissé élargit en effet le spectre du laser sur des gammes de fréquence de l'ordre de c_s/ρ_0 , générant un bruit initial bien au dessus du niveau thermique, lequel sert habituellement de germe aux instabilités de rétrodiffusion [Berger 88]. Pour cette gamme de fréquence, la diffusion se fait essentiellement dans le cône d'ouverture du faisceau incident comme nous le montre la Fig. 4.2b. Le taux de croissance spatiale est

$\simeq 1.91 \gamma_0^2 \rho_0 / (c c_s)$ (cf. Fig. 4.2a). Ainsi, le gain spatial de l'instabilité¹² s'exprime :

$$G_{incoh}^{conv} = 2 z q_{incoh}^{conv} \simeq 56.6 \frac{n_0}{n_c} \frac{\langle I_{14} \rangle \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}{T_e [\text{eV}]} \frac{z}{\lambda_0}. \quad (4.40)$$

Enfin, la quantité $(\gamma_0^2/c) \text{Im} \Delta\omega_s^{-1}$ donnée par l'Eq. (4.30), donne un terme de phase spatiale sur la moyenne $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ que nous n'expliciterons pas.

4.3.2 Calcul de $\Delta\omega_d^{-1}$ et évolution de $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$

Nous calculons maintenant la quantité $\Delta\omega_d^{-1}$ telle que donnée par l'Eq. (4.32). Le taux de croissance $q = q' + i q''$ contient une partie imaginaire q'' qui fournit un terme de phase spatiale. La croissance de l'instabilité est maximale pour $q'' = \Omega_{-\mathbf{k}_s}^{(d)}$ de sorte que nous obtenons :

$$\text{Re} \Delta\omega_d^{-1} = \int d\mathbf{k}_p \frac{c q'}{c^2 q'^2 + c^2 (\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{k}_s)^2 / k_0^2} n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}, \quad (4.41)$$

$$\text{Im} \Delta\omega_d^{-1} = - \int d\mathbf{k}_p \frac{c \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{k}_s / k_0}{c^2 q'^2 + c^2 (\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{k}_s)^2 / k_0^2} n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}. \quad (4.42)$$

Dans l'Eq. (4.41), décomposons le vecteur \mathbf{k}_p en une composante k_{\parallel} colinéaire à \mathbf{k}_s et une composante k_{\perp} orthogonale à \mathbf{k}_s . L'intégrale sur k_{\perp} est immédiate pour un spectre Gaussien de l'onde de pompe et en posant $x = \rho_0 k_{\parallel}$, nous obtenons :

$$\text{Re} \Delta\omega_d^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{L_R/c}{\rho_0 |\mathbf{k}_s|} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{G_{sp}/(2\rho_0 |\mathbf{k}_s|)}{G_{sp}^2/(2\rho_0 |\mathbf{k}_s|)^2 + x^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right), \quad (4.43)$$

où $G_{sp} = 2q' L_R$ correspond au gain de l'instabilité sur une longueur de speckle¹³. L'intégrale sur x peut être facilement calculée dans deux limites. La première limite, correspond à des gains de l'instabilité dans un speckle G_{sp} grand devant $2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$. Nous l'appellerons donc limite de forte croissance spatiale. Le spectre de l'onde de pompe peut alors être considéré comme une fonction très étroite dans l'Eq. (4.43) et il sélectionne les x contribuant à l'intégrale. Au contraire, dans ce que nous appellerons la limite de faible croissance spatiale, le gain de l'instabilité G_{sp} est petit devant $2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$ et le spectre de l'onde de pompe est très large. C'est alors la première fonction qui sélectionne les x contribuant à l'intégrale.

Nous nous proposons maintenant d'étudier ces deux limites et montrons comment elles donnent lieu à deux régimes de croissance différents pour l'instabilité de FSBS.

¹²Par convention, nous considérons les gains du point de vue de l'intensité $|\langle a_{\mathbf{K}_d}^{(d)} \rangle|^2$ de la moyenne du champ diffusé.

¹³Notons à ce niveau que G_{sp} ne dépend que des conditions laser incidentes et non de l'angle de diffusion.

Régime de croissance spatiale forte

Dans le régime de croissance spatiale forte, *i.e.* lors le gain de l'instabilité dans un speckle est grand devant $2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$, c'est le spectre spatial de l'onde de pompe qui sélectionne les x contribuant à l'intégrale. Ainsi, la première fonction varie lentement devant la Gaussienne. Elle peut donc être sortie de l'intégrale et estimée en $x = 0$. Nous obtenons alors :

$$\text{Re } \Delta\omega_d^{-1} = \frac{2L_R}{cG_{sp}} = (cq')^{-1}. \quad (4.44)$$

En injectant cette expression dans l'équation pour la moyenne du champ acoustique pour laquelle nous négligeons le terme de second ordre en γ_0^2 , nous obtenons :

$$\left(\gamma + \nu_a - i(\omega - c_s |\mathbf{k}_s|) \right) \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle = \frac{\gamma_0^2}{cq'} \langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle. \quad (4.45)$$

En factorisant $\langle \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ dans cette équation et en nous plaçant à $\omega = c_s |\mathbf{k}_s|$, nous obtenons la relation de dispersion $cq'(\gamma + \nu_a) = \gamma_0^2$ pour l'instabilité. Cette équation de dispersion nous apprend deux choses :

(i) Aucune information sur la largeur spectrale de la pompe n'apparaît, seule l'intensité moyenne intervient *via* γ_0^2 . L'instabilité se développe donc dans un régime de croissance cohérente. Notamment, dans la limite où la croissance est convective, *i.e.* purement spatiale ($\gamma = 0$), le taux de croissance n'est autre que le taux de croissance convectif cohérent $q_{coh}^{conv} = \gamma_0^2 / (c\nu_a)$ mis en évidence dans la Sec. 1.5.2.

(ii) les taux de croissance temporelle et spatiale apparaissent tous les deux, ce qui indique que l'instabilité suit une croissance spatio-temporelle. Nous allons maintenant décrire cette croissance.

Dans l'espace réel pour les coordonnées lentes de temps t et d'espace z , l'Eq. (4.45) prend la forme :

$$\partial_z \left(\partial_t + \nu_a - i(\omega - c_s |\mathbf{k}_s|) \right) \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle = \frac{\gamma_0^2}{c} \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle. \quad (4.46)$$

La résolution de cette équation est détaillée dans l'Annexe C. Nous en retraçons ici les grandes lignes et nous concentrons sur les résultats obtenus. L'écriture dans l'espace de Laplace pour la variable spatiale z de l'équation aux dérivées partielles (4.46) ramène cette dernière à une équation différentielle du premier ordre en temps. Cette équation peut être facilement résolue en introduisant la condition initiale $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle = a_0^{(s)}$ en $t = 0$, où nous supposons de plus que $a_0^{(s)}$ ne dépend pas de la variable spatiale z . L'évolution spatio-temporelle de $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ est alors obtenue par inversion de la transformée de Laplace. Deux régimes différents de croissance apparaissent alors selon que le temps t est grand ou petit devant le temps dépendant de la position $z/v_{abs/conv}$ où la vitesse $v_{abs/conv}$

revêt un sens physique que nous explicitons dans la suite de cette section et s'écrit en unités pratiques :

$$v_{abs/conv} = \frac{\nu_a^2}{\gamma_0^2} c \simeq 4.24 \times 10^{-1} \frac{n_c}{n_0} \frac{T_e[\text{eV}]}{\langle I_{14} \rangle \lambda_0^2[\mu\text{m}]} \frac{\nu_a^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega_0} c. \quad (4.47)$$

Dans la limite que nous qualifions de temps courts dans la suite de ce manuscrit et qui correspond à des temps et positions tels que $t < z/v_{abs/conv}$, une croissance spatiale et temporelle de l'instabilité apparaît :

$$\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle \simeq a_0^{(s)} \exp \left(2 \sqrt{\gamma_0^2 t z/c - \nu_a t} \right), \quad (4.48)$$

où on vérifie immédiatement que, pour $t < z/v_{abs/conv}$, l'effet de l'amortissement des ondes acoustiques apporte une contribution mineure de sorte que l'instabilité acquiert en ce régime un caractère absolue. Il est possible de définir ici un taux de croissance temporelle effectif :

$$\gamma_{eff}^{abs} = \frac{\partial_t \langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle}{\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle} = \left(\frac{\gamma_0^2 z}{c t} \right)^{1/2}. \quad (4.49)$$

Cette formule n'est bien sûr valable que pour $t > z/c$ puisque le modèle paraxial sur lequel est basée cette description du FSBS assimile la vitesse de la lumière à un infini. Ainsi, le taux de croissance γ_{eff}^{abs} ne peut être arbitrairement grand et nous nous trouvons toujours dans la configuration où $\gamma \rho_0/c_s < 1$. C'est cette observation qui nous permet de dire que la résonance acoustique dans l'Eq. (4.36) est toujours étroite en comparaison du spectre de l'onde de pompe¹⁴. Le taux de croissance (4.49) décroît avec le temps et la croissance absolue cesse d'exister lorsque $t \simeq z/v_{abs/conv}$.

Nous définissons le régime des temps longs comme celui pour lequel les variables de temps et d'espace sont tels que $t > z/v_{abs/conv}$. Dans ce régime, le caractère absolu de l'instabilité disparaît du fait de l'amortissement et seule une croissance spatiale est observée, telle que :

$$\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle \simeq a_0^{(s)} \exp \left(\gamma_0^2 z / (c \nu_a) \right), \quad (4.50)$$

où nous reconnaissons immédiatement la croissance convective en pompe cohérente $q_{coh}^{conv} = \gamma_0^2 / (c \nu_a)$ déjà observée dans la Sec. 1.5.2. Le gain associée à ce comportement convectif s'exprime en unités pratiques :

$$G_{coh}^{conv} = 2 z q_{coh}^{conv} \simeq 29.7 \frac{n_0}{n_c} \frac{\langle I_{14} \rangle \lambda_0^2[\mu\text{m}]}{T_e[\text{eV}]} \frac{\omega}{\nu_a} \frac{z}{\lambda_0}. \quad (4.51)$$

¹⁴En effet, si nous avons fait l'hypothèse inverse, *i.e.* celle d'une forte croissance dans l'Eq. (4.36), nous aurions obtenu l'Eq. (4.46) appliquée à $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$.

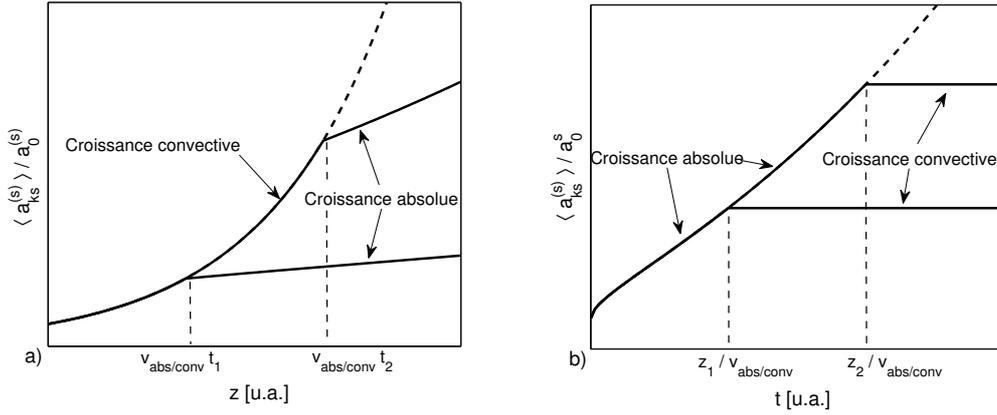


FIG. 4.3 – Représentation des régimes de croissance absolue et croissance convective de l’instabilité dans le régime cohérent. a) Evolution de l’instabilité avec la coordonnée spatiale z pour deux temps t_1 et $t_2 > t_1$. Pour $z < v_{abs/conv} t$, l’instabilité suit une croissance convective. Pour $z > v_{abs/conv} t$, l’instabilité est en régime de croissance absolue. b) Evolution de l’instabilité au cours du temps t pour deux distances de propagation z_1 et $z_2 > z_1$. Pour $t < z/v_{abs/conv}$, l’instabilité suit une croissance absolue. Pour $t > z/v_{abs/conv}$, l’instabilité est en régime de croissance convective.

En comparant les expressions (4.40) et (4.51), il apparaît immédiatement que le gain dans le régime cohérent est bien plus large, d’un facteur $\simeq \omega/\nu_a \gg 1$, que celui obtenu dans le régime incohérent et présenté dans la Réf. [Maximov 01]. Nous pensons que c’est dans ce régime que doit se développer principalement le lissage induit par plasma sous la puissance critique.

Revenons maintenant sur la vitesse $v_{abs/conv}$ précédemment introduite. Elle apparaît comme la vitesse de l’interface entre le domaine de croissance absolue et celui de croissance convective. Les notions de temps longs et temps courts que nous avons introduites dans la Sec. 1.5.2 sont ici clarifiées. L’évolution en temps et en espace de l’instabilité est présentée Fig. 4.3.

Régime de croissance spatiale faible

Dans le régime de croissance spatiale faible, *i.e.* pour $G_{sp} \ll 2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$, nous procédons de manière similaire à ce qui a été fait précédemment pour $\Delta\omega_s^{-1}$ à savoir que nous remplaçons la fonction la plus étroite par une distribution de Dirac dans l’Eq. (4.43). Nous obtenons après intégration :

$$\text{Re } \Delta\omega_d^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c_s}{\rho_0 \omega} \frac{L_R}{c}. \quad (4.52)$$

Le terme de croissance spatiale q n’apparaît pas ici, et en introduisant cette expression (4.52) dans l’Eq. (4.30), où l’on suppose le terme du second ordre en γ_0^2 né-

gligeable, nous observons une croissance purement temporelle de $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ et telle que $|\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle|^2 \propto \exp(2(\gamma_{incoh}^{abs} - \nu_a)t)$ où $\gamma_{incoh}^{abs} = \gamma_0^2 \text{Re} \Delta\omega_d^{-1}$.

Comme dans le régime de croissance faible, pour lequel $q_{coh}^{conv} L_R \ll \rho_0 |\mathbf{k}_s|$, le taux γ_{incoh}^{conv} est toujours inférieur au taux d'amortissement ν_a et le l'amplitude moyenne de l'onde acoustique ne croît pas au cours du temps. Par contre, l'intensité de l'onde acoustique croîtra au cours du temps et le long de la propagation. L'étude de l'évolution des moyennes des intensités requiert l'utilisation de techniques dites de phases aléatoires (RPA, pour *Random Phase Approximation*) telles que présentées dans les Réfs. [Dautray 94, Pesme 07].

4.4 Convergence du développement et justification de l'approximation de Bourret

Nous devons maintenant justifier la troncature du développement au premier ordre en γ_0^2 qui a été faite pour l'étude de la croissance spatio-temporelle de l'instabilité.

Le résultat important de ce chapitre a été obtenu dans la limite de croissance forte pour la moyenne du champ acoustique. Nous montrons dans cette section que, pour le régime cohérent, la troncature au premier ordre de l'équation d'évolution pour $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ est justifiée. Pour cela, nous estimons le produit de fréquence $\Delta\omega_{dsd}^{-3}$ afin de montrer que le critère de convergence (4.35) est vérifié.

La convergence dans le régime incohérent ne sera pas étudiée ici. L'estimation des produits de fréquence $\Delta\omega_{\alpha\beta\alpha}$ est en effet bien plus difficile dans cette limite où le spectre spatiale de l'onde de pompe est large. Aussi, nous avons montré que dans ce régime, les résultats usuels obtenus en théorie des instabilités paramétriques avec pompe incohérente peuvent être appliqués, et nous n'irons donc pas plus dans cette étude.

Rappelons donc que, dans ce régime de forte croissance spatiale, la largeur du spectre $n_{\mathbf{k}_p}^{(p)}$ de la pompe sélectionne les vecteurs \mathbf{k}_p qui contribuent à la première intégrale de l'Eq. (4.34). Nous pouvons donc sortir la composante faisant intervenir le taux de croissance spatiale estimée en $\mathbf{k}_p = 0$. Après avoir introduit $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_d + \mathbf{k}_s$ et $\mathbf{k} = \mathbf{k}'_p + \mathbf{k}_d$, nous obtenons :

$$\Delta\omega_{dsd}^{-3} \simeq (cq + i\Omega_{\mathbf{k}_s}^{(d)})^{-2} \int d\mathbf{k}_d d\mathbf{k} \frac{n_{\mathbf{k}_d+\mathbf{k}_s}^{(p)} n_{\mathbf{k}+\mathbf{k}_d}^{(p)}}{\gamma + \nu_a + i\Omega_{\mathbf{k}}^{(s)}}. \quad (4.53)$$

Les intégrales sur \mathbf{k} puis sur \mathbf{k}_d sont réalisées de manière similaire à ce qui est fait lors du calcul des fréquences $\Delta\omega_s$ et $\Delta\omega_d$ dans la Sec. 4.3 en considérant $\gamma + \nu_a \ll c_s/\rho_0$.

Nous obtenons alors :

$$\Delta\omega_{dsd}^{-3} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\rho_0^2 \omega}{c_s^2} \frac{\exp\left(-\rho_0^2 \omega^2 / (2c_s^2)\right) I_0\left(\rho_0^2 \omega^2 / (2c_s^2)\right)}{\left(cq + i\Omega_{\mathbf{k}_d}^{(d)}\right)^2}. \quad (4.54)$$

Une majoration de $\text{Re } \Delta\omega_{dsd}^{-3}$ est facilement obtenue dans le régime cohérent pour lequel la croissance spatiale est forte. En considérant de plus que $e^{-x^2} I_0(x) \leq 1, \forall x$, il vient :

$$\text{Re } \Delta\omega_{dsd}^{-3} \lesssim \frac{\pi}{2} \frac{\rho_0^2 \omega}{c_s^2 (cq)^2}. \quad (4.55)$$

Ainsi, le critère (4.35) de convergence au premier ordre en γ_0^2 de la méthode itérative s'écrit :

$$\frac{\pi}{2} \frac{\rho_0^2 \omega^2}{c_s^2} \frac{\nu_a}{\omega} \ll 1. \quad (4.56)$$

Ce critère est donc toujours vérifié pour $\omega_0 \rho_0 / c_s \lesssim 1$. Il l'est aussi pour $\omega_0 \rho_0 / c_s > 1$ car $\text{Re } \Delta\omega_{dsd}^{-3}$ tend alors vers 0 comme $(\rho_0 \omega / c_s)^{-1/2}$. Ceci constitue une vérification *a posteriori* de l'approximation de Bourret faites dans la Sec. 4.2.2.

4.5 Transition du régime de croissance incohérente vers le régime de croissance cohérente pour le FSBS

Nous revenons maintenant sur les conditions de croissance cohérente et incohérente de l'instabilité de FSBS. Nous pouvons définir un seuil de transition entre les deux régimes pour lequel $G_{sp} = 2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$. En définissant l'angle de diffusion $\theta_{dif} = |\mathbf{k}_s|/k_0$ de la lumière laser à la fréquence $\omega = c_s |\mathbf{k}_s|$, nous voyons que la condition de seuil s'écrit sous la forme $q_{coh}^{conv} L_{amp} = 1$, où $L_{amp} = L_R \theta_{inc} / \theta_{dif}$ n'est autre que la distance que parcourt la lumière diffusée à un angle θ_{dif} dans un même speckle (*cf.* Fig. 4.4). Ainsi, si le gain de l'instabilité sur cette longueur L_{amp} est grand devant 1, l'instabilité se développe dans le régime cohérent. Au contraire, lorsque l'amplification sur cette longueur n'est pas suffisante, l'instabilité se développe en régime incohérent. Partant de cette observation, il est facile de comprendre que la lumière diffusée à grand angle croît préférentiellement dans le régime incohérent alors que celle diffusée dans le cône incident croît de façon cohérente.

Notons alors que, pour des conditions de plasma données, *i.e.* lorsque la densité, la température électronique et le taux d'amortissement des ondes acoustiques sont connus, et pour une géométrie (identiquement une fréquence) de diffusion donnée, la condition de seuil $G_{sp} = 2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$ permet de définir une puissance seuil pour le speckle¹⁵ :

$$P_{incoh/coh} = \frac{\rho_0 \nu_a}{c_s} P_c, \quad (4.57)$$

¹⁵Cette puissance seuil correspond à un gain $G_{sp} = 2\rho_0 |\mathbf{k}_s|$ dans le speckle. Notons aussi qu'une dépendance en $\omega = c_s |\mathbf{k}_s|$ apparaît dans le terme d'amortissement ν_a .

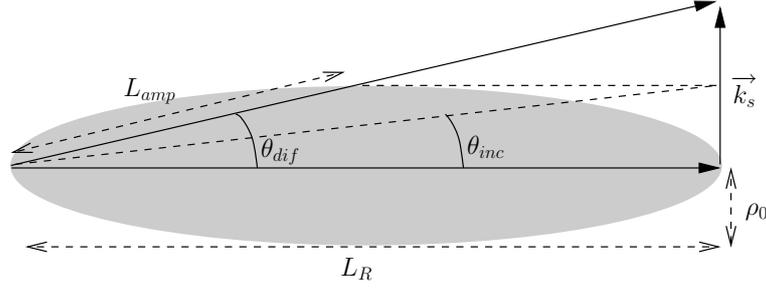


FIG. 4.4 – Représentation de la longueur d’amplification dans un speckle pour un angle de diffusion grand devant l’ouverture du faisceau incident.

où $P_c = (8 \pi / k_0^2) c n_c T_e n_c / n_0$ n’est autre que la puissance critique pour la filamentation établie dans la Sec. 1.5.3. Le paramètre $\rho_0 \nu_a / c_s$ est dans nos conditions un paramètre petit devant 1. Il apparaît ainsi un régime de propagation sous la puissance critique pour la filamentation, pour lequel la diffusion Brillouin stimulée vers l’avant dans cet angle de diffusion n’est plus influencée par le caractère incohérent de l’onde de pompe. Nous retrouvons alors les résultats établis dans la Sec. 1.5.2.

De la même manière, pour des conditions plasma et laser données, nous pouvons définir un angle maximum pour la lumière diffusée dans le régime cohérent :

$$\theta_{coh/incoh} = \frac{\omega}{\nu_a} \frac{P_{sp}}{P_c} \theta_{inc}. \quad (4.58)$$

Cet angle est bien entendu d’autant plus large que le rapport de la puissance véhiculée par un speckle par la puissance critique est important, ou que l’amortissement des ondes acoustiques ioniques est petit. La lumière émise à l’intérieur du cône ayant cet angle d’ouverture croît de manière cohérente alors que la lumière émise en dehors de ce cône croît de manière incohérente.

Ces résultats montrent donc qu’il est possible d’avoir une forte croissance du FSBS dans le cône incident, et donc un lissage temporel accru de la lumière émise dans ce cône, tout en limitant la croissance de cette instabilité pour les angles d’émission plus larges. Cette constatation est importante car elle permet de définir un point de fonctionnement pour faire propager un faisceau laser en limitant son étalement angulaire tout en s’aidant au maximum de l’incohérence temporelle induite.

4.6 Conclusions

Nous avons développé dans ce chapitre un modèle décrivant la phase linéaire de l’instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l’avant dans le cas où l’onde du laser incident est monochromatique mais spatialement incohérente. Nous montrons comment l’onde électromagnétique diffusée à la fréquence $\omega_0 - \omega$ (avec $\omega > 0$ de sorte que le

décalage vers le rouge de la lumière diffusée est retrouvé), décrite dans le cadre d'une approximation paraxiale, et l'onde acoustique à la fréquence ω peuvent se coupler *via* l'onde de pompe pour donner lieu à une situation instable.

Ce modèle est basé sur une méthode itérative qui permet d'obtenir les équations d'évolution pour les moyennes des amplitudes des champs associés aux ondes filles. Ces équations prennent la forme d'un développement en puissance de la constante de couplage γ_0^2 . Un critère de convergence est établi qui, s'il est vérifié, permet de ne prendre en compte que le terme de premier ordre en γ_0^2 dans les équations pour les moyennes des amplitudes des champs. Pour les conditions auxquelles nous nous intéressons, ce critère est toujours vérifié. Il faut souligner que le modèle présenté ici ne repose sur aucune hypothèse de statistique Gaussienne, si ce n'est celle justifiée faite sur l'onde de pompe (*cf.* Sec. 1.4).

Le résultat marquant de ce chapitre est obtenu en étudiant l'évolution spatio-temporelle de la moyenne du champ de l'onde acoustique $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$. Nous montrons que, sous certaines conditions, cette quantité peut suivre une croissance cohérente, dans le sens où elle n'est pas limitée par la largeur spectrale de l'onde de pompe. Ce régime est donc caractérisé par une forte croissance de l'instabilité. Il apparaît lorsque la puissance moyenne véhiculée par un speckle est grande devant la puissance seuil $P_{incoh/coh} = P_c \rho_0 \nu_a / c_s$, où P_c est la puissance critique pour l'instabilité d'autofocalisation et $\nu_a \rho_0 / c_s$ est le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques normalisé au de transit de l'onde acoustique dans un speckle. Comme le paramètre $\rho_0 \nu_a / c_s$ est petit dans les conditions rencontrées dans cette thèse, le régime cohérent pour l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant est facilement atteint, et ce même sous la puissance critique pour l'instabilité d'autofocalisation.

Au contraire, dans le régime de croissance faible, lorsque la puissance moyenne véhiculée par un speckle est très faible devant cette puissance seuil, aucune croissance de la moyenne du champ $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ n'est observée. Ce régime de croissance faible est aussi celui de la moyenne de l'amplitude du champ de l'onde diffusée qui croît spatialement avec le taux q_{incoh}^{conv} mis en évidence dans la Réf. [Maximov 01] et étudié dans la Sec. 1.5.2. Ce taux, limité par la largeur spectrale de l'onde de pompe, constitue un résultat habituel de la théorie des instabilités paramétriques avec une pompe incohérente.

Des résultats similaires ont été obtenus par Lushnikov et Rose dans les Réfs. [Lushnikov 04, Lushnikov 06b] dans la limite complémentaire où le temps de cohérence du laser est très court en comparaison du temps acoustique c_s / ρ_0 . Il est possible à partir de leur travail, et notamment du rapport [Lushnikov 06a], d'obtenir un seuil pour la puissance véhiculée par le speckle sous la forme $P_{seuil} \propto P_c \nu_a / \omega$. Au delà de cette puissance, ces études rendent compte d'une forte croissance de l'instabilité de FSBS, accompagnée d'un étalement angulaire et spectral accru de la lumière transmise. Au dessous de cette puissance, les auteurs s'attendent à un régime de quasi-équilibre

où seule la diffusion multiple modifie sur les fluctuations de densité modifie la propagation du laser. Nous pensons que ce régime est plutôt un régime de faible croissance de l'instabilité avec le taux de croissance que nous qualifions d'incohérent.

En effet, l'étude de l'évolution de la moyenne du champ diffusé $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ nous montre que cette quantité évolue au cours de la propagation avec le taux de croissance q_{incoh}^{conv} habituellement obtenu en théorie des instabilités en pompe incohérente. Cependant, si nous savons que la croissance temporelle de $\langle a_{\mathbf{k}_d}^{(d)} \rangle$ est faible, le modèle présenté ici ne permet pas de l'estimer. De la même façon, nous montrons que la moyenne du champ acoustique $\langle a_{\mathbf{k}_s}^{(s)} \rangle$ n'évolue pas au cours du temps. Mais, le taux de croissance spatiale pour cette quantité, s'il est arbitrairement faible, ne peut être estimé par cette théorie. Ainsi, une meilleure compréhension du régime de croissance incohérente du FSBS requiert l'étude de l'évolution spatio-temporelle des intensités $\langle |a_{\mathbf{k}_\alpha}^{(\alpha)}|^2 \rangle$ des intensités des champs. Les techniques RPA [Dautray 94, Pesme 07] pourront être utilisées à cette fin.

Dans les prochains chapitres, nous mettons en évidence le rôle des phénomènes étudiés dans les Chaps. 3 et 4 au travers de simulations numériques réalisées avec le code PARAX et d'une expérience réalisée sur l'installation laser ALISE du CEA/CESTA.

Chapitre 5

Simulation numérique du lissage par plasma sous la puissance critique pour la filamentation

Sommaire

5.1	Description des diagnostics développés pour le code PA-RAX	147
5.1.1	Conditions des simulations numériques	147
5.1.2	Diagnostics pour la lumière laser	148
5.1.3	Diagnostics pour les fluctuations de densité	157
5.2	Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité externes	161
5.2.1	Paramètres utilisés	161
5.2.2	Résultats numériques	162
5.3	Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité auto-induites et rôle clef du FSBS	165
5.3.1	Paramètres utilisés	165
5.3.2	Mise en évidence du lissage sous la puissance critique . . .	165
5.3.3	Caractérisation de la perte de cohérence spatiale et temporelle induite	166
5.3.4	Discussion sur le développement de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant	171
5.3.5	Observation d'un écart à la statistique Gaussienne	177
5.4	Conclusions	180

Nous avons montré dans les chapitres précédents que l'interaction d'un laser monochromatique spatialement incohérent (nous qualifions dans la suite de ce chapitre de laser RPP ce type de laser) avec un plasma sous dense peut réduire les cohérences spatiale et temporelle de la lumière transmise. A haute intensité, les mécanismes responsables de cette perte de cohérence ont été identifiés comme étant la filamentation instationnaire du laser couplée à la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant [Schmitt 98, Maximov 01] ou l'instabilité du filament [Pesme 00, Myatt 01, Fuchs 01, Michel 03b].

A basse intensité laser, lorsque la puissance véhiculée par les speckles est en dessous de la puissance critique pour l'autofocalisation, la perte de cohérence a été observée expérimentalement [Malka 03, Michel 03a]. Dans les Chaps. 3 et 4, nous avons modélisé deux mécanismes pouvant induire un étalement des spectres spatiaux et temporels de la lumière laser. La diffusion multiple de l'onde laser sur les fluctuations induites par le laser incident opère sur une longueur Λ_C qui dépend essentiellement du niveau et des dimensions des fluctuations de la densité électronique. Elle est responsable d'un étalement symétrique, tant vers le bleu que vers le rouge, du spectre temporel de la lumière transmise. La diffusion Brillouin stimulée vers l'avant se caractérise, elle, par un décalage vers le rouge de la lumière transmise.

Afin de savoir qu'elle est l'importance de chacun de ces mécanismes dans le phénomène de lissage induit sous la puissance critique, nous présentons dans ce chapitre de nombreuses simulations réalisées avec le code d'interaction 3D PARAX dans des conditions représentatives des expériences actuelles sur les installations laser telles que le LULI ou ALISE.

Dans ces régimes, le niveau des fluctuations de densité électronique n'excède pas quelques pourcents de la densité initiale ($\delta n/n_0 \ll 1$). Le plasma est très sous dense ($n_0 \lesssim 0.1 n_c$) et l'éclatement angulaire du faisceau laser transmis reste faible. Le code d'interaction PARAX, dans sa version linéaire telle qu'elle est présentée dans les Secs. 1.6.1 et 1.6.2, est donc un outil particulièrement bien adapté à l'étude des mécanismes qui nous intéressent.

Nous avons développé en post-processeur¹ du code PARAX un ensemble de diagnostics permettant de caractériser l'évolution spatio-temporelle des propriétés statistiques de l'onde laser et des fluctuations acoustiques induites par le laser. La première partie de ce chapitre présente ces diagnostics. Nous les appliquons ensuite à l'étude de

¹Les différents diagnostics développés au cours de cette thèse travaillent en post-processeur du code PARAX. Ce choix a été motivé par deux raisons. D'une part, l'ensemble des informations que nous souhaitons obtenir peuvent être extraites de fichiers déjà existants en sortie de PARAX, comme les coupes transverses ou longitudinales du champ électrique ou de la densité électronique. Le cas échéant, nous avons écrit des sorties supplémentaires. Les calculs et écritures de sorties ne ralentissent donc pas l'exécution des simulations numériques. D'autre part, l'exécution en post-processeur des diagnostics permet de s'affranchir d'une programmation parallèle et d'avoir un outil portable, éventuellement utilisable sur d'autres plate-formes.

la perte de cohérence du laser dans différentes conditions d'interaction, selon que les fluctuations de densité soient induites par le laser lui-même où déjà présente dans le milieu.

5.1 Description des diagnostics développés pour le code PARAX

5.1.1 Conditions des simulations numériques

Afin d'illustrer les résultats obtenus à l'aide des différents diagnostics, deux types de simulations numériques ont été réalisés. Les paramètres ont été choisis en vue des expériences de lissage par plasma et par propagation dans une mousse sous dense sur les lasers ALISE et LIL.

Faisceau monochromatique spatialement lissé

Tout d'abord, un faisceau laser monochromatique ($\lambda_0 = 1.053 \mu\text{m}$) et spatialement lissé par une lame de type RPP est focalisé par une lentille de focale $f = 50 \text{ cm}$. La distribution d'intensité dans le champ proche est de la forme $I_{CP}(\mathbf{P}) = I_0 \exp(-\mathbf{P}^2/D^2)$ avec $D \simeq 2.77 \text{ cm}$, où \mathbf{P} est le vecteur des coordonnées transverses dans le champ proche. L'élément de RPP est un carré de largeur $h = 2 \text{ mm}$. La fonction de corrélation du champ électrique dans le plan transverse est alors donnée par l'Eq. (1.83) avec une largeur de tache $L_0 = \lambda_0 f/h \simeq 263 \mu\text{m}$ et un rayon de cohérence $\rho_0 = \lambda_0 f/(\sqrt{2} \pi D) \simeq 4.3 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, les propriétés statistiques du faisceau laser peuvent être établies analytiquement. Cette simulation sert donc de cas test pour les diagnostics de caractérisation de la tache focale. Dans ce cas, le faisceau est focalisé dans un plasma très sous dense, assimilable à du vide.

Nous avons ensuite réalisé la simulation en ne considérant pas la propagation du laser. Il est directement focalisé dans une tranche de plasma transverse à sa propagation et sans extension longitudinale. Cette simulation permet d'étudier les propriétés des fluctuations de densité induites par un laser temporellement cohérent et spatialement lissé. Ces propriétés sont comparées à celles prédites dans le Chap. 3. Le plasma utilisé est caractéristique des plasmas rencontrés sur les installations actuelles. C'est un plasma d'Helium ($Z = 2$, $A = 4$), de température électronique $T_e = 500 \text{ eV}$, ionique $T_i = 50 \text{ eV}$ et de densité électronique $n_0 = 0.05 n_c$. La vitesse acoustique ionique dans le plasma est $c_s \simeq 0.17 \mu\text{m/ps}$. Dans ces conditions, l'amortissement acoustique est faible. Nous l'avons négligé dans les simulations.

Faisceau spatialement et temporellement lissé

L'autre type de faisceau utilisé est un faisceau laser lissé par la technique de dispersion spectrale (SSD, pour Smoothing by Spectral Dispersion) dans des conditions qui sont celles de la LIL ($\lambda_0 = 0.351 \mu\text{m}$). La distribution d'intensité laser dans le champ proche est uniforme sur une section carrée de $D = 90 \text{ cm}$ de largeur. Le faisceau est focalisé par une lentille de focale de $f = 800 \text{ cm}$ à travers une lame RPP dont les éléments carrés ont une largeur $h \simeq 3 \text{ cm}$. La distribution d'intensité dans le champ lointain a donc un rayon caractéristique² $L_0 \simeq 90 \mu\text{m}$ alors que le rayon au premier zéro de la fonction de corrélation du champ électrique est $\rho_C = \lambda_0 f/D \simeq 3.1 \mu\text{m}$. La fréquence de modulation du SSD est $\nu_m = 14 \text{ GHz}$ et la profondeur de modulation $\beta_m = 3$. Le temps de cohérence, tel que nous le définissons dans la Sec. 1.4.2, est $\tau_c = (\sqrt{2} \pi C_f \beta_m \nu_m)^{-1} \simeq 1.8 \text{ ps}$. Cette simulation nous permet d'illustrer les diagnostics portant sur la caractérisation de la cohérence temporelle de la lumière laser ainsi que sur les fluctuations de densité excitées par un laser temporellement incohérent.

Le plasma utilisé est caractéristique des plasmas de couronne rencontrés en fusion par confinement inertiel, avec une densité $n_0 = 0.1 n_c$, une température électronique $T_e = 1 \text{ keV}$ et une température ionique $T_i = 0.1 \text{ keV}$. La vitesse acoustique dans le plasma est $c_s \simeq 0.29 \mu\text{m/ps}$. Ici aussi, l'amortissement des ondes acoustiques ioniques est négligé.

5.1.2 Diagnostics pour la lumière laser

Comme nous l'avons souligné au Chap. 1, l'étude des mécanismes du lissage induit requiert la caractérisation des propriétés statistiques de la lumière laser. Différents diagnostics sur la distribution de l'intensité laser ou du champ électrique dans un plan transverse à la direction de propagation du laser sont développés. Certains de ces diagnostics ont été inspirés par la Réf. [Schmitt 98].

Dans la Sec. 1.6.3, nous avons mentionné l'existence de nombreux diagnostics développés dans la Réf. [Walraet 03a]. Ces derniers apportent une information sur les propriétés des maxima de l'intensité laser. Ils sont particulièrement intéressants pour l'étude de l'interaction laser-plasma à haute intensité où les effets d'autofocalisation et de filamentation ayant lieu au sein des speckles les plus intenses régissent la propagation du faisceau laser. Les diagnostics que nous avons développés reposent sur une approche différente, plus appropriée aux régimes de basse intensité, où la propagation du laser est gouvernée par des effets collectifs mettant en jeu l'ensemble des points chauds de la tache focale. Ils reposent sur les outils statistiques que nous avons présentés dans les

²La tache focale obtenue est délibérément plus petite que celle fournie par la LIL, ce afin de limiter les dimensions de la boîte de simulation.

chapitres précédents et permettent la caractérisation de la distribution de l'intensité et du champ électrique du laser dans le plan transverse.

Rayon et intensité moyenne de la tache focale

La première information importante que nous souhaitons obtenir porte sur la distribution de l'énergie dans la tache focale. Nous calculons le rayon de la section circulaire du plan transverse véhiculant un ratio $q < 1$ de la puissance totale ainsi que l'intensité moyenne correspondante. Pour cela, nous cherchons en premier lieu, pour différents pas de temps et différents plans transverses, les coordonnées du barycentre de la distribution en énergie (x_B, y_B) . Nous notons (ixb, iyb) les indices des mailles du plan transverse correspondantes. Dans les simulations qui nous intéressent, les conditions de symétrie font que ce barycentre correspond au centre de la boîte de simulation³. Nous cherchons alors, de manière itérative, quel est le rayon du cercle de centre (x_B, y_B) contenant le ratio q de la puissance laser totale. Connaissant ce rayon et la puissance correspondante, nous en déduisons l'intensité moyenne $\langle I_q \rangle$ correspondante.

Ce diagnostic permet de suivre l'évolution au cours de la propagation de la largeur du faisceau et de l'intensité moyenne correspondante. Dans la suite de ce travail, nous nous intéressons essentiellement aux rayons et intensités moyennes à mi-énergie ($q = 1/2$) et aux deux-tiers de l'énergie ($q = 2/3$).

Une méthode moins arbitraire consiste à définir le rayon moyen de la tache focale sous la forme :

$$\langle L \rangle = \frac{\int d\mathbf{r} |\mathbf{r}| I(\mathbf{r})}{\int d\mathbf{r} I(\mathbf{r})} \equiv \frac{\sum_{ix, iy} [(\mathbf{ix} - \mathbf{ixb})^2 dx^2 + (\mathbf{iy} - \mathbf{iyb})^2 dy^2]^{1/2} I(\mathbf{ix}, \mathbf{iy})}{\sum_{ix, iy} I(\mathbf{ix}, \mathbf{ix})}, \quad (5.1)$$

où l'intégrale porte sur l'ensemble du plan transverse, \mathbf{ix} et \mathbf{iy} sont les indices le long des axes transverses x et y des différentes mailles et dx et dy les pas dans ces deux directions. Cette quantité est bien sûr calculée pour différents temps t et plans transverses z .

Ainsi, pour le faisceau laser RPP, nous obtenons un rayon à 2/3 de l'énergie $L_{2/3} \simeq 153 \mu\text{m}$ et une intensité correspondante $\langle I_{2/3} \rangle \simeq 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ au meilleur foyer. A mi-énergie, le rayon est réduit à $L_{1/2} \simeq 123 \mu\text{m}$ alors que l'intensité augmente à $\langle I_{1/2} \rangle \simeq 2.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Ces mesures à mi-énergie donne un résultat très proche de celui obtenu par application de l'Eq. (5.1) : $\langle L \rangle \simeq 121 \mu\text{m}$ et une intensité correspondante $\langle I \rangle = 2.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. L'ensemble de ces mesures est en bon accord avec les prédictions théoriques pouvant être établies à partir de l'expression (1.83) de la distribution d'intensité de la tache focale.

³Ce n'est pas toujours le cas, notamment en présence d'une vitesse de dérive transverse du plasma pouvant induire un dépointage du faisceau laser.

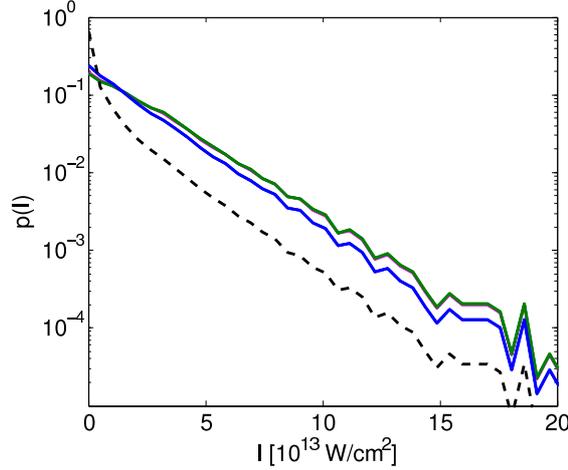


FIG. 5.1 – Evolution de la fonction de distribution de l’intensité laser dans le *plan transverse* selon que l’on considère l’ensemble de la boîte de simulation (courbe noire discontinue), que l’on se limite aux deux tiers (courbe bleue) ou à la moitié (courbe verte) de l’énergie ou encore à un cercle de rayon $\langle L \rangle$ (courbe magenta, confondue à la courbe verte). Le nombre d’échantillons utilisés pour cette mesure est $N = 50$.

Distribution de l’intensité dans la tache focale

Ayant défini différentes sections circulaires caractéristiques de la tache focale, il est intéressant de connaître la fonction de distribution de l’intensité laser dans chacune d’elles.

Pour cela, toute la gamme d’intensité présente dans la tache focale est échantillonnée. Le nombre d’échantillons N est fixé par l’utilisateur. La fonction de probabilité $p(I)$ d’avoir une intensité $\leq I$ dans la tache focale est alors reconstruite en limitant l’analyse aux différentes sections transverses précédemment définies.

Dans les conditions du faisceau RPP, la Fig. 5.1 donne cette fonction de probabilité au meilleur foyer selon que l’on considère l’ensemble de la boîte de simulation (courbe noire discontinue), que l’on se limite aux deux tiers (courbe bleue) ou à la moitié (courbe verte) de l’énergie ou encore à un cercle de rayon $\langle L \rangle$ (courbe magenta, confondue avec la courbe verte). Dans le cas où la mesure est faite sur l’ensemble de la boîte transverse, la loi de probabilité ne suit pas la forme théorique (1.77). Ceci vient du fait que les effets d’enveloppe de la tache focale jouent un rôle important, lequel n’est pas pris en compte par l’étude théorique de la Sec. 1.4.1. La loi de probabilité théorique est bien restituée si l’analyse de la distribution de l’intensité est limitée aux sections transverses contenant $2/3$ ou $1/2$ de la puissance totale ou au cercle de rayon moyen $\langle L \rangle$. La pente de la distribution présentée en échelle semi-logarithmique permet de retrouver pour les cas à $L_{1/2}$ et $\langle L \rangle$, une intensité moyenne $\simeq 2.3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ en accord avec les mesures précédentes.

Cette fonction de distribution permet de contrôler que la distribution d'intensité dans le plan transverse suit bien une distribution exponentielle, *i.e.* que le champ électrique suit une statistique Gaussienne.

Contraste instantané de la tache focale

Une quantité importante pour le contrôle des propriétés statistiques de la figure de tavelures au cours de la propagation est le contraste instantané de la tache focale. Il est défini pour chaque plan z et chaque temps t comme :

$$\begin{aligned}
C(t, z) &= \frac{\sqrt{\langle I(t, z)^2 \rangle - \langle I(t, z) \rangle^2}}{\langle I(t, z) \rangle} \\
&\equiv \frac{\left[\sum_{ix, iy} I^2(it, iz, ix, iy) - \left[\sum_{ix, iy} I(it, iz, ix, iy) \right]^2 \right]^{1/2}}{\sum_{ix, iy} I(it, iz, ix, iy)} \quad (5.2)
\end{aligned}$$

où it et iz sont les indices des temps et plans transverses.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons vu que le contraste d'une figure de tavelure pour laquelle la distribution du champ électrique suit une loi de probabilité Gaussienne mène à un contraste de 1. Ceci est vérifié tout au long de la propagation dans le vide lorsque le contraste est calculé dans des sections transverses de rayon $\langle L \rangle$ ou $L_{1/2}$. La valeur du contraste varie alors faiblement au cours de la propagation entre 0.96 et 1.06.

A mesure que l'on agrandit le cercle sur lequel le contraste est mesuré, les effets d'enveloppe de la tache focale se font sentir et le contraste instantané de la figure de tavelure augmente. On trouve ainsi $C_{2/3}$ entre 1.01 et 1.08 pour un cercle contenant 2/3 de l'énergie et C entre 1.7 et 1.8 lorsque le calcul du contraste est effectué sur l'ensemble de la boîte transverse.

Contraste intégré dans la tache focale

De la même façon, nous introduisons le contraste de la lumière intégrée en temps. Contrairement aux mesures précédentes qui sont réalisées sur une tranche à deux dimensions (x, y) de la tache focale, cette mesure est réalisée à partir d'une coupe centrale $(x, y = 0)$ de l'intensité laser. Cette mesure requiert en effet de connaître l'intensité laser dans le plan transverse, pour différentes distances de propagation z à tous les temps. Stocker l'information résolue en temps et pour les deux directions transverses est trop coûteux en espace mémoire. Ainsi, nous travaillons pour ce diagnostic à partir de l'intensité $I(t, x, y = 0)$ pour différentes distances de propagation z ⁴. Nous calculons alors l'intensité moyennée en temps $I_t(t, z, x, y = 0) = t^{-1} \int_0^t dt' I(t', x) \equiv$

⁴Un calcul est aussi possible à partir d'une sortie complémentaire du code PARAX. Cette sortie fournit pour quelques temps t et quelques plans z la distribution d'intensité temporellement moyennée

$\sum_{it'=1}^{it} I(it', iz, ix)/it$ avec it le pas de temps correspondant au temps t . A partir de cette quantité, nous définissons le contraste intégré sur le temps t comme :

$$\begin{aligned} C_{int}(t, z) &= \frac{\sqrt{\langle I_t(t, z)^2 \rangle - \langle I_t(t, z) \rangle^2}}{\langle I_t(t) \rangle} \\ &\equiv \frac{\left[\sum_{ix} I_t^2(it, iz, ix) - \left(\sum_{ix} I_t(it, iz, ix) \right)^2 \right]^{1/2}}{\sum_{ix} I_t(it, iz, ix)}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

De même que pour les diagnostics précédents, cette quantité est calculée pour les différentes sections transverses précédemment définies.

Dans le cas d'un faisceau spatialement lissé mais temporellement cohérent, nous obtenons dans le vide un contraste intégré constant au cours du temps et de l'ordre de 1. Ce résultat traduit l'absence de dépendance temporelle de la distribution d'intensité. Il est caractéristique des figures de tavelures de faisceaux laser temporellement cohérents.

Dans le cas d'un faisceau lissé spatialement et temporellement, le contraste intégré est réduit au cours du temps comme le montre la Fig. 5.3b. Il s'agit ici de l'évolution du contraste intégré dans les conditions laser SSD décrites dans la Sec. 5.1.1 comme étant caractéristiques des impulsions laser LIL ou LMJ. Nous observons une diminution du contraste sur 50 à 70 ps jusqu'à une valeur de 30 % environ, puis une saturation pour des temps au delà. Cette saturation est liée au temps de modulation du laser $\tau_M \simeq 70$ ps (*cf.* Sec. 1.4.2). Elle est discutée plus loin.

Fonction de corrélation spatiale du champ électrique et grandeurs associées

Dans les Chaps. 1 et 3, nous avons souligné l'importance des fonctions de corrélations du champ électrique du laser pour la caractérisation des propriétés de cohérence spatiale du faisceau laser. Ainsi, nous avons développé un diagnostic calculant la fonction de corrélation spatiale du champ électrique du laser. En voici le principe.

La distribution du champ électrique dans le plan transverse est supposée statistiquement homogène de sorte que la fonction de corrélation spatiale du champ électrique $\Gamma(t, z, \boldsymbol{\rho}) = \langle E(t, z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E^*(t, z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle$ dépend uniquement de la position relative $\boldsymbol{\rho}$. Nous redéfinissons donc cette fonction de corrélation en assimilant moyenne statistique et moyenne spatiale, en vertu du principe d'ergodicité :

$$\Gamma(t, z, \boldsymbol{\rho}) = \int d\mathbf{R} E(t, z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E^*(t, z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2). \quad (5.4)$$

$I_t(z, x, y) = t^{-1} \int_0^t dt' I(t', z, x, y)$. Le contraste intégré est alors calculé à partir de cette donnée en post-processeur du code. Nous n'avons cependant pas utilisé ce diagnostic au cours de ce travail.

Nous obtenons ainsi $\Gamma(t, z, \boldsymbol{\rho})$ sous la forme d'un produit de convolution. La transformée de Fourier pour la composante transverse $\boldsymbol{\rho}$ fait alors apparaître la densité spectrale en espace du champ électrique : $\tilde{\Gamma}(t, z, \mathbf{k}) = |\tilde{E}(t, z, \mathbf{k})|^2$.

Densité spectrale en espace du champ électrique

La première étape pour obtenir de la fonction de corrélation spatiale du champ laser consiste ainsi à calculer cette densité spectrale d'énergie. Nous la calculons dans la direction transverse du vecteur unitaire \hat{x} sous la forme :

$$\tilde{\Gamma}(t, z, k_x) = |\tilde{E}(t, z, k_x)|^2 \equiv \frac{1}{ny} \sum_{iy} |\tilde{E}(it, iz, ikx, iy)|^2, \quad (5.5)$$

où ny est le nombre de mailles dans la direction transverse y et $\tilde{E}(ikx, iy)$ la transformée de Fourier du champ électrique suivant la direction transverse x connue pour toutes valeurs de y . La moyenne sur la direction y permet d'augmenter la statistique et ainsi de diminuer le bruit sur le spectre spatial du champ électrique. La fonction ainsi obtenue contient toutes les informations sur la cohérence spatiale du faisceau laser dans la direction transverse x . La même fonction peut être construite pour caractériser la cohérence spatiale du faisceau laser suivant la direction transverse y ⁵.

Une fois ce spectre spatial connu, nous en déduisons de nombreuses informations sur les propriétés de cohérence spatiale des faisceaux lasers lissés.

Angle de déviation moyen du faisceau laser

Nous définissons l'angle de déviation du faisceau laser dans la direction de \hat{x} sous la forme :

$$\theta_{dev}(t, z) = \frac{\langle \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}} \rangle}{k_0} = \frac{\int d\mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}}) \tilde{\Gamma}(t, z, \mathbf{k})}{k_0 \int d\mathbf{k} \tilde{\Gamma}(t, z, \mathbf{k})} \equiv k_0^{-1} \frac{\sum_{ikx} k(ikx) \tilde{\Gamma}(it, iz, ikx)}{\sum_{ik} \tilde{\Gamma}(it, iz, ikx)}. \quad (5.6)$$

Cette quantité est calculée pour différents temps, tout au long de la propagation. Dans nos conditions, il n'y a pas de déflexion du faisceau laser dans l'une ou l'autre direction. L'angle θ_{dev} reste donc nul tout au long de la propagation, ce qui se traduit par un spectre spatial symétrique en k pour le champ électrique.

Angle d'ouverture moyen du faisceau laser

Une quantité plus intéressante pour ce qui nous concerne est l'angle d'ouverture du faisceau laser dans une direction transverse donnée x ou y . Dans la direction x , nous

⁵Encore une fois, les conditions auxquelles nous nous intéressons présentent un même comportement suivant les directions x et y . Ce n'est pas toujours le cas, notamment en présence d'une vitesse de dérive transverse.

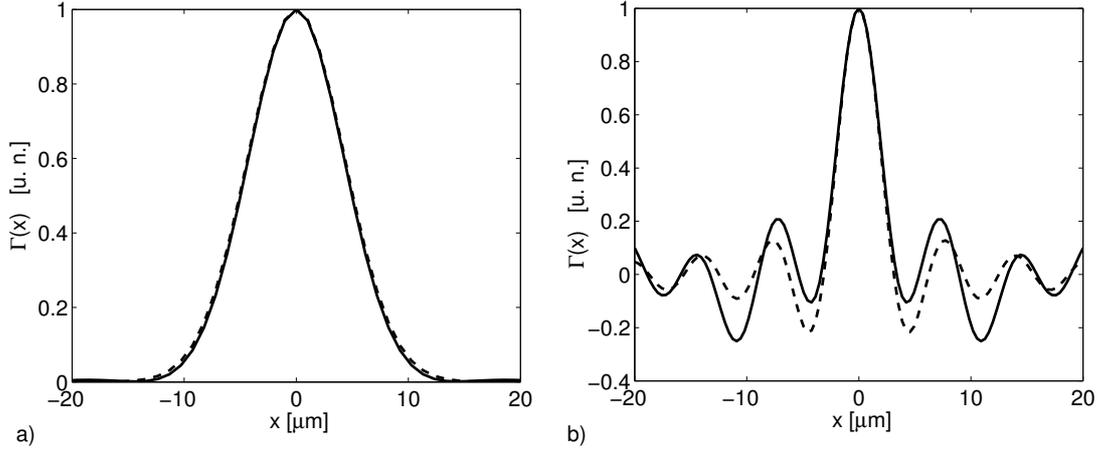


FIG. 5.2 – Fonction de corrélation spatiale du champ électrique dans le *plan transverse* au meilleur foyer telle qu'elle est calculée à partir des simulations PARAX (courbe continue) et sa forme théorique issue des Eqs. (1.83) et (1.84) (courbe discontinue). a) Cas du faisceau RPP en optique Gaussienne. b) Cas du faisceau SSD en optique carrée.

définissons cette angle comme :

$$\begin{aligned} \theta_{ouv}(t, z) &= \frac{\langle (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 \rangle^{1/2}}{k_0} = \sqrt{\frac{\int d\mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 \tilde{\Gamma}(t, z, \mathbf{k})}{k_0^2 \int d\mathbf{k} \tilde{\Gamma}(t, z, \mathbf{k})}} \\ &\equiv k_0^{-1} \left[\frac{\sum_{i\mathbf{k}\mathbf{x}} k^2(i\mathbf{k}\mathbf{x}) \tilde{\Gamma}(it, iz, i\mathbf{k}\mathbf{x})}{\sum_{i\mathbf{k}} \tilde{\Gamma}(it, iz, i\mathbf{k}\mathbf{x})} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Dans le cas d'une optique Gaussienne, pour un faisceau tel que défini dans la Sec. 5.1.1, nous déduisons de l'Eq. (1.83) que l'angle d'ouverture est $\theta_{ouv} = (k_0 \rho_0)^{-1} \simeq 2.2$ deg, ce qui est confirmé par le calcul numérique.

Fonction de corrélation spatiale et rayon de cohérence

Enfin, la fonction de corrélation du champ électrique est obtenue en appliquant la transformée de Fourier inverse à la densité spectrale d'énergie $\tilde{\Gamma}(\mathbf{k})$. La Fig. 5.2a montre la fonction de corrélation spatiale obtenue pour le laser RPP, en optique Gaussienne. Elle coïncide parfaitement avec la fonction de corrélation théorique (1.83) avec $\rho_0 = \lambda_0 f / (\sqrt{2} \pi D) \simeq 4.3 \mu\text{m}$.

Dans le cas du faisceau SSD, l'optique de focalisation que nous considérons est carrée. Nous observons alors, Fig. 5.2b, une fonction de corrélation en sinus cardinal avec un rayon au premier zéro $\rho_C = \lambda_0 f / D \simeq 3.1 \mu\text{m}$, en accord avec l'expression théorique (1.84).

Notons pour conclure que la fonction d'autocorrélation $\langle E(t, z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E(t, z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle$ a été calculée par une méthode similaire. Nous obtenons qu'elle est négligeable devant $\Gamma(t, z, \boldsymbol{\rho})$ tout au long de la propagation dans le vide.

Analyse spectrale de la lumière transmise

L'analyse du spectre temporel de la lumière laser est un diagnostic particulièrement important pour l'étude des différents mécanismes intervenant dans le lissage induit par plasma. Deux diagnostics ont été développés. Ils permettent la mesure, intégrée sur l'ensemble de l'impulsion laser ou au contraire temporellement résolue, du spectre de la lumière laser au cours de la propagation.

Densité spectrale d'énergie moyennée sur l'ensemble de l'impulsion laser

Un premier diagnostic calcule la densité spectrale d'énergie dans les différentes sections précédemment définies $|\tilde{E}(z, \omega)|^2 \equiv \mathbf{n}_x^{-1} \sum_{\mathbf{i}_x} |\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{i}\omega, \mathbf{i}z, \mathbf{i}x)|^2$ où la quantité $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{i}\omega, \mathbf{i}z, \mathbf{i}x)$ est la transformée de Fourier temporelle du champ électrique du laser résolue dans la dimension transverse x et connue pour différents plans transverses z . La somme sur $\mathbf{i}x$ permet de moyenniser cette grandeur sur un segment du plan transverse de longueur égale à deux fois le rayon de la section transverse considérée (mi-énergie, 2/3 de l'énergie *etc...*). Les résultats de cette mesure sont longuement discutés dans la suite de ce chapitre.

Dans le cas du faisceau SSD, le spectre temporel est présentée Fig. 5.3a. Nous retrouvons les $2C_f\beta_m + 1 = 19$ raies principales du laser, espacées de $2\pi\nu_m \sim 0.09 \text{ ps}^{-1}$.

Fonction de corrélation temporelle moyennée en temps

Lorsque le temps de cohérence du faisceau est très grand devant le temps sur lequel la mesure du spectre est réalisée, la transformée de Fourier inverse n'est autre que la fonction de corrélation temporelle du champ électrique moyennée en temps $\int dT \Gamma_t(T, \tau)$. Dans le cas du faisceau SSD, nous présentons cette fonction de corrélation sur les Figs. 5.3c et 5.3d. La première montre l'évolution de la fonction de corrélation sur de grands temps τ . Il est intéressant de noter l'existence de corrélations sur de grands temps, $\tau \simeq 70 \text{ ps}$. Celles-ci apparaissent en fait pour chaque temps τ multiple du temps de modulation $\tau_M \simeq \nu_m^{-1}$ et correspondent à un retour à la figure de tavelures initiale⁶. Comme nous l'avons observé, le contraste intégré n'est alors plus

⁶L'existence d'une modulation additionnelle à 2 Ghz (non prise en compte ici) sur la chaîne laser réduit cette corrélation sur les grands temps.

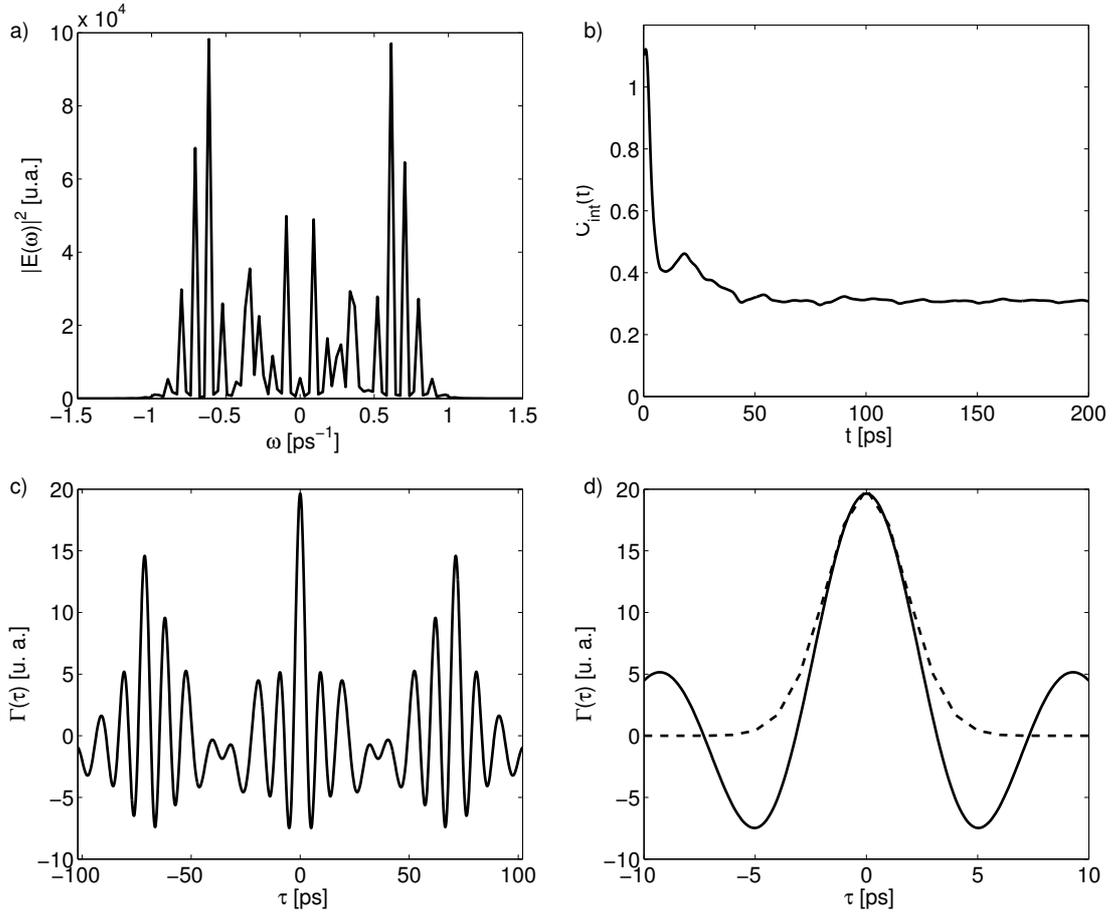


FIG. 5.3 – a) Spectre temporel du faisceau laser lissé par dispersion spectrale avec $\nu_M = 14 \text{ GHz}$ et $\beta_M = 3$. b) Evolution au cours du temps du contraste de la lumière intégrée. c) Fonction de corrélation temporelle pour le champ électrique. d) Détail de la même mesure pour des temps courts (courbe solide) et comparaison à l'Eq. (1.116) théorique (courbe discontinue).

réduit au delà de ν_M^{-1} . Sur des temps plus courts, la Fig. 5.3d montre que l'évolution de la fonction de corrélation correspond bien aux prévisions théoriques de l'Eq. (1.116).

Densité spectrale d'énergie résolue en temps

Il peut être intéressant de connaître l'évolution au cours du temps du spectre de la lumière laser, notamment lorsque l'étalement spectral du faisceau laser découle de l'interaction avec le plasma. Pour cela, la transformée de Fourier du champ électrique ne doit plus être calculée sur l'ensemble de la simulation mais sur une fenêtre temporelle réduite, dont la durée est fixée par l'utilisateur, et qui peut être déplacée en temps. Bien sûr, la résolution spectrale de cette mesure sera d'autant meilleure que cette fenêtre sera temporellement large.

Ce diagnostic a été utilisé pour produire les spectres présentés Fig. 2.4 de la Sec. 2.2.1, où un mono-speckle subissait l'instabilité du filament. Par application de la transformée de Fourier inverse à ce spectre, nous avons accès à la fonction de corrélation du laser résolue en temps.

Spectre spatio-temporel du champ électrique

Mentionnons enfin un diagnostic, dont nous présenterons des applications dans la suite de ce travail, qui fournit pour différents plan transverse z le spectre spatio-temporel du champ laser $\tilde{\Gamma}(z, \omega, \mathbf{k})$ défini comme la transformée de Fourier en espace et en temps de la fonction de corrélation moyenne $\int d\mathbf{R} dT E(T + \tau/2, z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) E^*(T - \tau/2, z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2)$. Cette quantité contient des informations sur les propriétés de cohérence spatiale et temporelle du faisceau laser.

5.1.3 Diagnostics pour les fluctuations de densité

Le chapitre 3 de ce manuscrit souligne l'importance des fluctuations de densité induites par un faisceau laser partiellement incohérent sur l'interaction laser-plasma, notamment du point de vue du lissage induit. Nous avons développé un modèle statistique permettant de caractériser ces fluctuations de densité. Leurs propriétés ont été établies selon qu'elles soient induites par un faisceau spatialement et/ou temporellement lissé. L'étude expérimentale de ces fluctuations de densité fait l'objet des Réfs. [Bandulet 03, Bandulet 04].

Le code PARAX constitue un outil bien adapté pour leur caractérisation. A cette fin, nous avons développé un ensemble de diagnostics originaux. Nous les présentons dans cette section. Leur utilisation est illustrée par la comparaison des résultats des simulations numériques aux prédictions théoriques développées au Chap. 3. Ces simulations sont réalisées dans les conditions mentionnées dans la Sec. 5.1.1.

Evolution temporelle du niveau moyen des fluctuations de densité induites

Le niveau moyen des fluctuations de densité dans le plasma est défini, pour différents temps et dans différents plans transverses z , comme :

$$\langle \delta n^2(t, z) \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{\int d\mathbf{r} \delta n^2(t, z, \mathbf{r})}{\int d\mathbf{r}}} \equiv \left[m^{-2} \sum_{ix, iy} \delta n^2(it, iz, ix, iy) \right]^{1/2}, \quad (5.8)$$

où l'intégrale se fait sur la section transverse qui nous intéresse (que ce soit toute la boîte, dans un cercle de rayon $L_{2/3}$, $L_{1/2}$ ou $\langle L \rangle$). De même la somme sur les indices ix et iy ne concerne que les m^2 mailles contenues dans la section considérée. La quantité $\delta n(t, z, \mathbf{r})$ peut être définie de deux manières différentes, soit en prenant comme niveau moyen la densité initiale n_0 ($\delta n(t, z, \mathbf{r}) = n_e(t, z, \mathbf{r})/n_0$), soit en prenant une valeur locale $n_{loc} = \int_{loc} d\mathbf{r} n(t, z, \mathbf{r}) / (\int_{loc} d\mathbf{r})$ moyennée sur une section définie par l'utilisateur ($\delta n(t, z, \mathbf{r}) = n_e(t, z, \mathbf{r})/n_{loc}$). Cette méthode permet la prise en compte d'inhomogénéité à grande échelle sur la densité électronique. Elle n'est pas utilisée dans la suite de ce travail où la densité moyenne moyenne est supposée constante et uniforme.

Deux diagnostics différents permettent de faire ce calcul. L'un travaille sur un fichier résolu en temps mais ne contenant qu'une dimension transverse. L'autre travaille sur un fichier contenant les informations sur les deux dimensions transverses mais pour quelques pas de temps uniquement.

Le niveau des fluctuations de densité induites par un laser RPP temporellement cohérent, d'une intensité moyenne $\langle I \rangle \simeq 2.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ est présenté Fig. 5.4a selon que les effets thermiques soient ou non pris en compte dans l'excitation des fluctuations de densité. Nous pouvons voir qu'après un temps de l'ordre de 50 ps, le niveau des fluctuations de densité est à peu près constant sur l'ensemble des mesures. Le niveau atteint pour le cas pondéromoteur est bien celui prédit par la théorie (3.39) développée au Chap. 3, qui apparaît en noir sur la Fig. 5.4a. La prise en compte des effets thermiques a pour conséquence d'augmenter le niveau moyen des fluctuations de densité d'un facteur α_T qui, dans les simulations numériques peut être évalué à $\alpha_T \simeq 1.6$, en bon accord avec les prédictions théoriques (3.38).

Dans le cas d'un faisceau SSD, temporellement incohérents, nous obtenons que le niveau des fluctuations de densité croît au cours du temps comme prédit par l'Eq. (3.42). Notons le bon accord entre le résultat de la simulation numérique et le modèle développé au Chap. 3 pour le cas pondéromoteur. Dans le cas où les effets thermiques sont pris en compte, le facteur de correction $\overline{\alpha_T}$, donné par l'Eq. (3.44), permet une bonne estimation pour les temps assez courts, $t \lesssim 50$ ps. Pour des temps plus grands, l'écart entre simulation et théorie analytique se creuse. Cette différence provient du fait que l'on ait pas pris en compte le troisième terme dans l'expression (1.40). Or dans les conditions présentes, $k_M \lambda_{ei} \simeq 6$, cette contribution n'est pas négligeable. Elle favorise les faibles nombres d'onde de sorte son effet n'apparaît qu'après un certain temps.

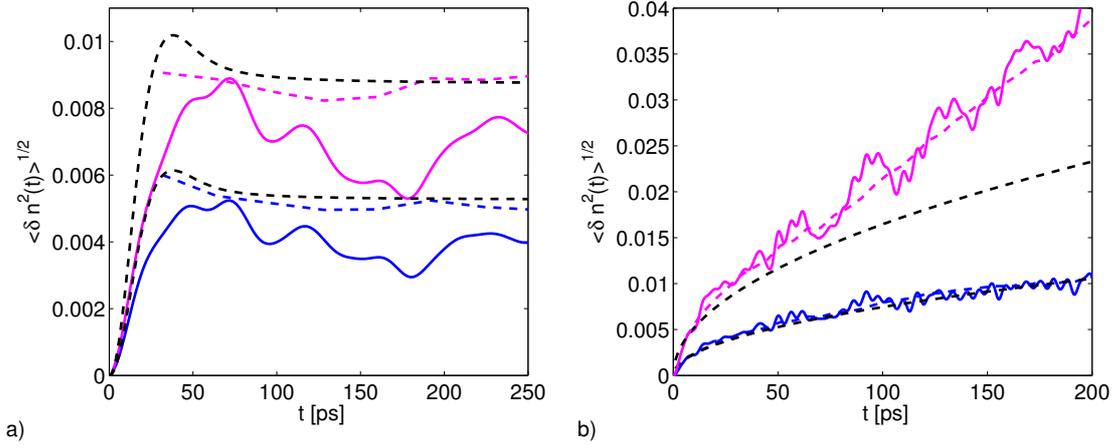


FIG. 5.4 – Evolution temporelle des fluctuations de densité induites par un faisceau RPP temporellement cohérent a), par un faisceau SSD temporellement lissé b). Comparaison entre prédictions théoriques (courbes noires discontinues) et résultats des simulations PARAX avec (courbes magenta) et sans (courbes bleues) prise en compte des effets thermiques. Les courbes continues rendent compte des calculs sur une dimension transverse. Les courbes magenta et bleues discontinues rendent compte des calculs sur les deux dimensions transverses.

Notons enfin que les différences observées entre le niveau des fluctuations de densité calculé à partir d'une distribution à une dimension transverse, ou deux dimensions transverses, viennent du fait que les effets d'enveloppe peuvent se faire plus ou moins sentir.

Spectre spatial des fluctuations de densité

Les propriétés spatiales des fluctuations peuvent être étudiées en construisant la densité spectrale en espace $\widetilde{D}_N(t, z, \mathbf{k}) = |\delta n(\mathbf{k})|^2$. Deux diagnostics complémentaires ont été développés. Le premier opère de manière similaire à ce qui a été fait pour le spectre spatial du laser : il calcule le spectre spatial dans une direction transverse donnée et moyenne sur l'autre direction. Le second, calcule le spectre spatial moyenné en temps à partir de la densité connue pour tous les temps et dans une seule direction transverse. Le résultat de ce calcul est présenté Fig. 5.5a pour le cas du faisceau monochromatique RPP et Fig. 5.5b pour le cas du faisceau SSD, spatialement et temporellement incohérent. Un bon accord est trouvé entre les prédictions théoriques du Chap. 3 et les résultats issus des simulations numériques.

Nous introduisons aussi une quantité intéressante du point de vue du lissage induit par plasma, qui est le nombre d'onde moyen $\langle \mathbf{k}^2 \rangle^{1/2}$. Nous le calculons dans l'une ou

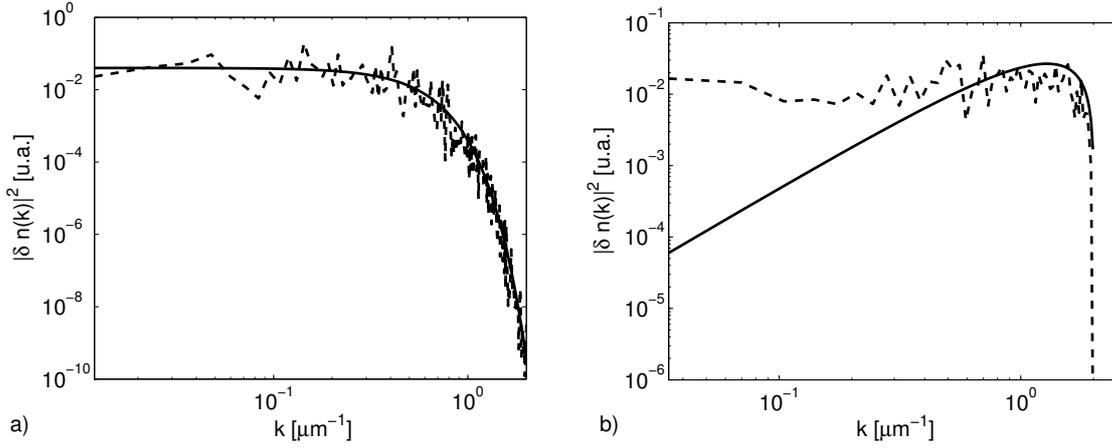


FIG. 5.5 – Spectre spatial des fluctuations de densité induites par un faisceau RPP temporellement cohérent avec une optique Gaussienne a) et par un faisceau SSD, temporellement lissé, avec une optique carrée b). Les courbes discontinues montrent le résultat du code, les courbes pleines les prédictions théoriques du Chap. 3.

l'autre des directions transverses sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \langle (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 \rangle^{1/2} &= \sqrt{\frac{\int d\mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 \widetilde{D}_N(t, z, \mathbf{k})}{\int d\mathbf{k} \widetilde{D}_N(t, z, \mathbf{k})}} \\
 &\equiv \left[\frac{\sum_{i\mathbf{k}\mathbf{x}} k^2 (i\mathbf{k}\mathbf{x}) \widetilde{D}_N(it, iz, i\mathbf{k}\mathbf{x})}{\sum_{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \widetilde{D}_N(it, iz, i\mathbf{k}\mathbf{x})} \right]^{1/2}. \quad (5.9)
 \end{aligned}$$

Dans le cas du faisceau RPP tel qu'il est défini dans la Sec. 5.1.1, et sans prise en compte des effets thermiques, le nombre d'onde moyen, pour des temps $t \gg \rho_0/c_s$, est obtenu à partir de l'Eq. (3.36) : $\langle \mathbf{k}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2}/\rho_0 \simeq 0.33 \mu\text{m}^{-1}$. Cette valeur est aussi celle fournie par le diagnostic. La prise en compte des effets thermiques favorise les petits nombres d'onde de sorte que $\langle \mathbf{k}^2 \rangle^{1/2}$ est réduit à $\simeq 0.29 \mu\text{m}^{-1}$.

Dans le cas du faisceau SSD, le nombre d'onde moyen $\langle \mathbf{k}^2 \rangle^{1/2}$ peut être obtenu par intégration numérique de l'Eq. (3.41) dans le cas pondérateur. On retrouve alors le résultat obtenu à partir de la simulation PARAX, à savoir $\langle (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 \rangle^{1/2} \simeq 1.0 \mu\text{m}^{-1}$. La prise en compte des effets thermiques entraîne une diminution du nombre d'onde moyen à $\simeq 0.7 \mu\text{m}^{-1}$. Notons aussi que, pour le cas SSD, nous sommes en présence d'une optique carrée. Le modèle théorique prévoit une coupure du spectre spatial des fluctuations de densité. Cette coupure est retrouvée Fig. 5.5b pour $k = 2\pi/\rho_C \simeq 2.0 \mu\text{m}^{-1}$.

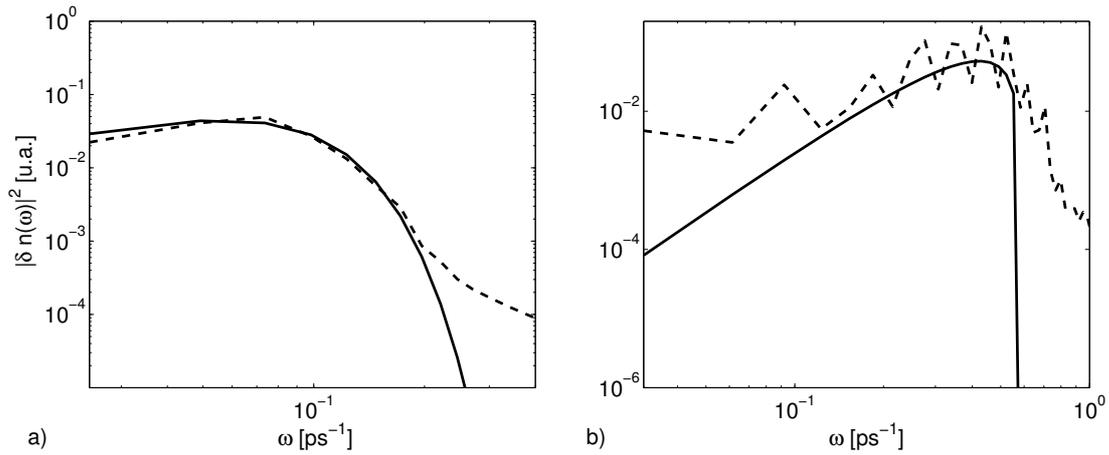


FIG. 5.6 – Spectre temporel des fluctuations de densité induites par un faisceau RPP temporellement cohérent avec une optique Gaussienne a) et par un faisceau SSD, temporellement lissé, avec une optique carrée b). Les courbes discontinues montrent le résultat du code, les courbes pleines les prédictions théoriques du Chap. 3.

Spectre temporel des fluctuations de densité

De la même façon, nous avons pu construire le spectre temporel des fluctuations de la densité électronique. Que ce soit pour un faisceau monochromatique spatialement lissé ou un faisceau spatialement et temporellement lissé, un bon accord est trouvé entre les simulations numériques et les prédictions théoriques. Notons cependant un écart pour les basses fréquences, lequel est dû à l'apparition des effets d'enveloppe aux grands temps.

L'ensemble des diagnostics présentés ici va nous servir à caractériser la perte de cohérence des faisceaux laser se propageant dans le plasma et à mettre en évidence les différents mécanismes responsables de ce lissage.

5.2 Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité externes

5.2.1 Paramètres utilisés

Une première série de simulations est présentée où le faisceau laser se propage dans un milieu présentant des fluctuations de densité déjà existantes sans qu'il n'en crée lui-même. Ces fluctuations de densité sont créées par un faisceau laser temporellement

cohérent mais spatialement lissé pendant un temps de l'ordre de 30 ps. Une fois créées, l'intensité du laser est coupée. Les creux de densité n'étant plus maintenus par la pression du laser, une onde acoustique cylindrique se crée qui se propage radialement à la vitesse du son. Un niveau de fluctuations $\delta n \simeq 7 \times 10^{-3}$ uniforme dans la boîte est alors obtenu après une vingtaine de picosecondes supplémentaires.

Un second faisceau laser est alors propagé dans le plasma. Afin de ne conserver que la diffusion sur les fluctuations de densité précédemment induites, l'effet de ce faisceau laser sur la génération de nouvelles perturbations de la densité est artificiellement supprimé⁷. Ce faisceau, dont nous voulons caractériser les propriétés de cohérence, a une intensité moyenne $\langle I \rangle \simeq 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Le rayon de cohérence du laser est $\rho_0 \simeq 6.4 \mu\text{m}$ et la longueur de Rayleigh correspondante est $L_R = k_0 \rho_0^2 \simeq 250 \mu\text{m}$.

Ce laser est focalisé dans différents plasmas d'Helium de densité $n_0 = 0.03 n_c$, $n_0 = 0.05 n_c$ et $n_0 = 0.07 n_c$. Dans l'ensemble des simulations, la température électronique est $T_e = 500 \text{ eV}$, la température ionique $T_i = 50 \text{ eV}$. La vitesse acoustique dans ce plasma est $c_s \simeq 0.17 \mu\text{m/ps}$. L'amortissement des ondes acoustiques est faible et a été négligé dans la suite de cette étude. Dans ces conditions, la longueur caractéristique pour le lissage par diffusion multiple peut être estimée à $800 \mu\text{m}$ pour le cas à plus haute densité, $1600 \mu\text{m}$ pour le cas à densité intermédiaire $n_0 = 0.05 n_c$ et $3200 \mu\text{m}$ pour le cas à plus basse densité.

5.2.2 Résultats numériques

La figure 5.7 fournit une preuve visuelle du lissage induit par la diffusion multiple du faisceau laser sur des fluctuations de densité extérieures. La distribution d'intensité dans une direction transverse ($x, y = 0$) après 2 mm de propagation dans le plasma présente des fluctuations temporelles de l'intensité et ce, quelle que soit la densité du plasma. Le lissage semble tout de même plus efficace sur la dernière Fig. 5.7c, où la densité de plasma est plus grande.

Afin de caractériser plus finement la perte de cohérence, le spectre de la lumière laser est calculé tout au long de la propagation. La figure 5.8a présente l'évolution de ce spectre tout au long de la propagation dans le cas d'un plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$. Comme cela est attendu dans le cas de la diffusion multiple sur des fluctuations de densité déjà existantes, l'élargissement spectral est quasi-symétrique.

L'évolution de la quantité d'énergie diffusée au cours de la propagation est présentée Fig. 5.8b pour les différentes densités de plasma considérées (courbes continues). Une comparaison à la prédiction théorique établie dans le Chap. 3 est présentée. Un bon accord est trouvé. Nous voyons que la part d'énergie diffusée augmente tout au long de

⁷Dans le code PARAX, le terme source dans l'équation des ondes acoustiques est manuellement mis à zéro au delà d'un certain temps.

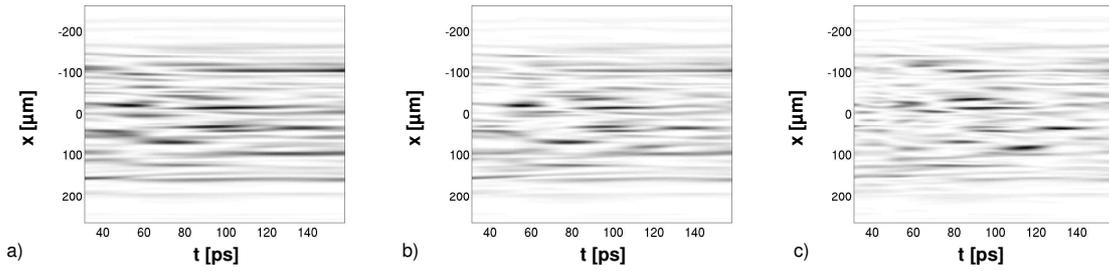


FIG. 5.7 – Evolution temporelle de la distribution de l'intensité laser le long de l'axe ($x, y = 0$) en sortie de plasma, pour différentes densités électroniques : a) $n_0 = 0.03 n_c$, b) $n_0 = 0.05 n_c$, c) $n_0 = 0.07 n_c$.

la propagation. Nous retrouvons aussi le fait que, pour un niveau de fluctuation moyen donné (ici $\delta n \simeq 7 \times 10^{-3}$), le lissage induit est d'autant plus efficace que la densité de plasma est importante. En effet, la variation de l'indice optique $\eta_{opt} = (1 - \delta n n_e / n_c)^{1/2}$ est plus importante quand la densité augmente et l'effet de réfraction à l'origine de la perte de cohérence aussi.

Enfin, les figures 5.9a et 5.9b présentent l'évolution tout au long de la propagation du temps de cohérence de la lumière diffusée $\tau_C(z)$ et de l'ouverture angulaire moyenne $\theta_{ouv}(z)$. Comme nous pouvons le voir, le temps de cohérence de la lumière diffusée est très rapidement réduit à $\simeq 30 \text{ ps} \simeq \rho_0 / c_s$, ce qui est attendu au vu du modèle de diffusion multiple. Bien sûr, il faut garder en mémoire que ce temps de cohérence, que nous avons défini comme la plus petite structure dans la fonction de corrélation temporelle du champ électrique du laser, ne concerne que la fraction diffusée de l'énergie laser. Une part non négligeable de la lumière laser conserve en effet sa cohérence temporelle inchangée. La décroissance au cours de la propagation de ce temps de cohérence est assez faible. Elle est liée à la diminution, sous l'effet de la diffusion multiple, du rayon de cohérence de la lumière laser. Cette réduction de la cohérence spatiale se traduit par l'augmentation continue de l'ouverture angulaire du faisceau laser illustrée sur la Fig. 5.9b. Il est intéressant de noter à ce sujet que cette augmentation de l'ouverture angulaire est relativement faible, notamment en comparaison de ce qui a été observé dans des régimes de plus haute intensité dans la Réf. [Schmitt 98].

La diffusion multiple sur des fluctuations de densité apparaît ainsi comme un mécanisme robuste permettant un lissage temporel du faisceau laser sur des distances de propagation millimétrique sans pour autant induire un trop grand étalement angulaire de la lumière transmise.

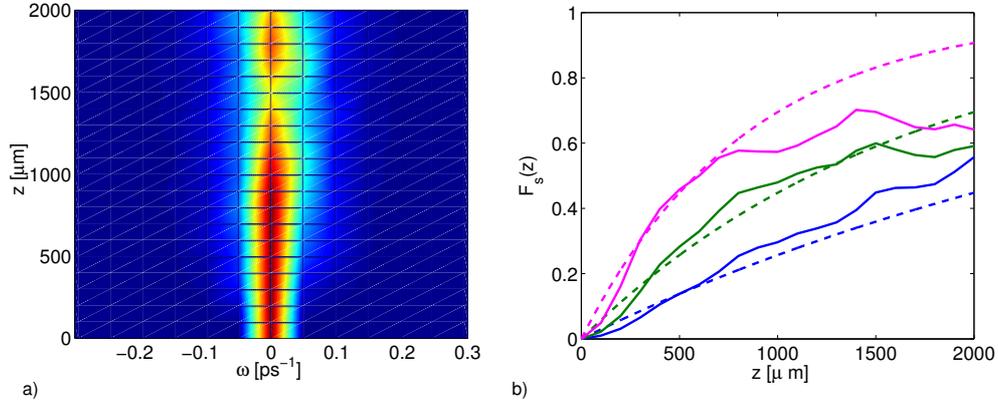


FIG. 5.8 – a) Evolution au cours de la propagation du spectre temporel de la lumière laser dans le cas où la densité du plasma est $n_0 = 0.05 n_c$. b) Evolution au cours de la propagation de la fraction d'énergie lissée pour différentes densités de plasma : $n_0 = 0.03 n_c$ (courbes bleues), $n_0 = 0.05 n_c$ (courbes vertes) et $n_0 = 0.07 n_c$ (courbes magenta). Les courbes continues sont les résultats des simulations, les courbes discontinues sont les prédictions théoriques du Chap. 3.

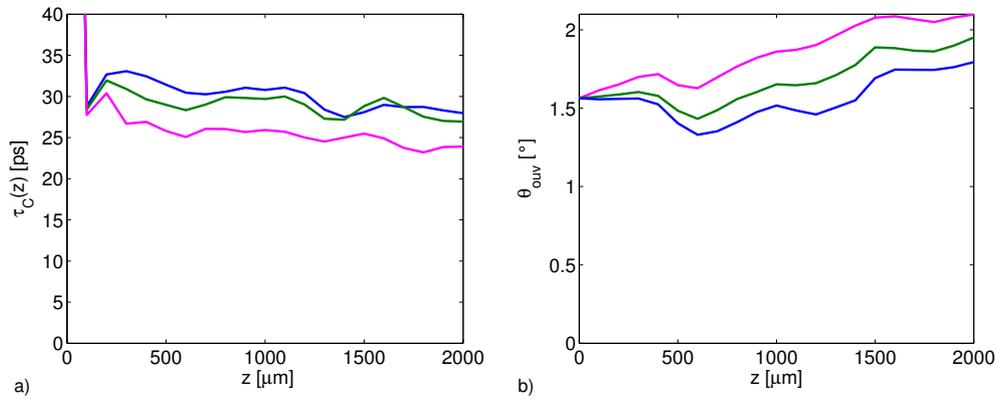


FIG. 5.9 – Evolution au cours de la propagation du temps de cohérence de la lumière diffusée sur des fluctuations de densité déjà existantes a) et de l'angle d'ouverture moyen du faisceau laser b), pour $n_0 = 0.03 n_c$ (courbes bleues), $n_0 = 0.05 n_c$ (courbes vertes) et $n_0 = 0.07 n_c$ (courbes magenta).

5.3 Mise en évidence du lissage par plasma lors de la propagation dans des fluctuations de densité auto-induites et rôle clef du FSBS

5.3.1 Paramètres utilisés

Avant de présenter les résultats numériques sur la propagation d'un faisceau laser dans le plasma sous dense, nous rappelons les conditions d'interaction étudiées. Les caractéristiques du faisceaux spatialement lissé et temporellement incohérent sont les mêmes que celles présentées dans la Sec. 5.1.1. Le rayon moyen de la distribution d'intensité est $\langle L \rangle \simeq 120 \mu\text{m}$. Le rayon de cohérence est $\rho_0 \simeq 4.3 \mu\text{m}$. La longueur de Rayleigh du faisceau est $z_R = k_0 \rho_0 L_0 \simeq 6.5 \text{ mm}$ où $L_0 = \lambda_0 f/h \simeq 260 \mu\text{m}$ est le rayon du faisceau au premier zero de l'enveloppe spatiale du laser. La longueur de Rayleigh du speckle est $L_R = k_0 \rho_0^2 \simeq 110 \mu\text{m}$. L'intensité moyenne dans le cercle de rayon $\langle L \rangle$ est $\langle I \rangle \simeq 3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 1.4.1, la distribution d'intensité autour d'un maximum local suit le module au carré de la fonction de corrélation du champ électrique (1.83). Nous en déduisons que la puissance moyenne véhiculée par un speckle est $\langle P_{sp} \rangle = \pi \rho_0^2 \langle I \rangle \simeq 17 \text{ MW}$.

Le laser est focalisé dans un plasma d'Helium de longueur $L = 2 \text{ mm}$. Trois densités électroniques différentes ont été étudiées : $n_0 = 0.01 n_c$, $n_0 = 0.03 n_c$ et $n_0 = 0.05 n_c$. La température électronique est $T_e = 500 \text{ eV}$, la température ionique $T_i = 50 \text{ eV}$. Dans ces conditions, la puissance critique pour l'autofocalisation d'un speckle varie entre 340 et 1700 MW à mesure que la densité décroît. L'amortissement des ondes acoustiques ioniques est négligé. La vitesse de l'onde acoustique dans le plasma est $c_s \simeq 0.17 \mu\text{m/ps}$. Dans la plupart des simulations présentées ici, seul le creusement pondéromoteur est pris en compte. La prise en compte des effets thermiques est discutée dans une simulation.

5.3.2 Mise en évidence du lissage sous la puissance critique

Une preuve visuelle de la perte de cohérence du laser au cours de sa propagation est présentée Fig. 5.10 pour différentes densités de plasma. Dans le cas à plus basse densité $n_0 = 0.01 n_c$, la puissance véhiculée par un speckle est de l'ordre de 1% P_c . Aucune modification de la distribution d'intensité n'est observée au cours du temps. Pour une densité $n_0 = 0.03 n_c$, des fluctuations de l'intensité laser apparaissent sur des temps de l'ordre de 50 ps. Pour $n_0 = 0.05 n_c$ les fluctuations de la densité sont encore plus marquées. Sur ce dernier cas, une évolution notable de la largeur transverse et de la durée caractéristique des fluctuations apparaît. Cela n'avait pas été observé lors

de la propagation dans des fluctuations de densité déjà existantes. Cette effet traduit le caractère stimulé de l'incohérence induite.

Le contraste de la lumière intégrée sur l'ensemble de l'impulsion laser permet de quantifier cet effet du lissage induit. La figure 5.11 présente l'évolution de cette quantité tout au long de la propagation pour différentes densités de plasma. A basse densité, le contraste reste constant à une valeur de l'ordre de l'unité, ce qui est caractéristique d'une figure de tavelures stationnaire. Les autres courbes nous montrent que le contraste est d'autant plus réduit que la densité de plasma est élevée. Pour $n_0 = 0.03 n_c$, le contraste en sortie de boîte est de l'ordre de 70 % et pour $n_0 = 0.05 n_c$, il ne vaut plus que 50 %. La prise en compte des effets thermiques dans l'excitation des ondes acoustiques augmente encore l'effet du lissage. Pour une densité de plasma $n_0 = 0.05 n_c$, le contraste est réduit à moins de 40 %. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 5.1.2 et sur la Fig. 5.3b, ces niveaux sont caractéristiques de ce qui peut être obtenu par l'utilisation de techniques optiques pour le lissage.

5.3.3 Caractérisation de la perte de cohérence spatiale et temporelle induite

Modification de la densité spectrale d'énergie

Le lissage sous la puissance critique est mis en évidence par les observations précédentes. Nous cherchons maintenant à caractériser l'élargissement du spectre temporel associé à cette perte de cohérence. La figure 5.12a présente l'évolution le long de la direction de propagation du spectre temporel de la lumière laser calculé sur l'ensemble de l'impulsion laser et sur l'ensemble du plan transverse pour un plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$. Il y apparaît clairement, en plus de l'étalement spectral, un décalage vers le rouge de la lumière laser. La pulsation qui donne lieu à la croissance optimale est $\omega_{opt} \simeq 0.1 \text{ ps}^{-1}$. Ce décalage observé vers les grandes longueurs d'onde est caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Ce processus apparaît donc comme le principal responsable de la perte de cohérence du faisceau laser.

La figure 5.12b montre l'évolution au cours de la propagation de la fraction d'énergie diffusée hors du pic monochromatique pour différentes densités de plasma. A très basse densité, $n_0 = 0.01 n_c$, la part d'énergie diffusée est minime, inférieure à 1 %. A plus haute densité, $n_0 = 0.03 n_c$, environ 15 % de l'énergie a été diffusée. Le lissage induit sur le faisceau laser s'en trouve augmenté, comme le souligne la Fig. 5.10b. Enfin, pour une densité $n_0 = 0.05 n_c$, jusqu'à 60 % de l'énergie incidente est diffusée hors du pic monochromatique. Le lissage induit sur le faisceau laser est alors important (*cf.* Fig. 5.10c). La pris en compte des effet thermiques dans l'excitation des fluctuations

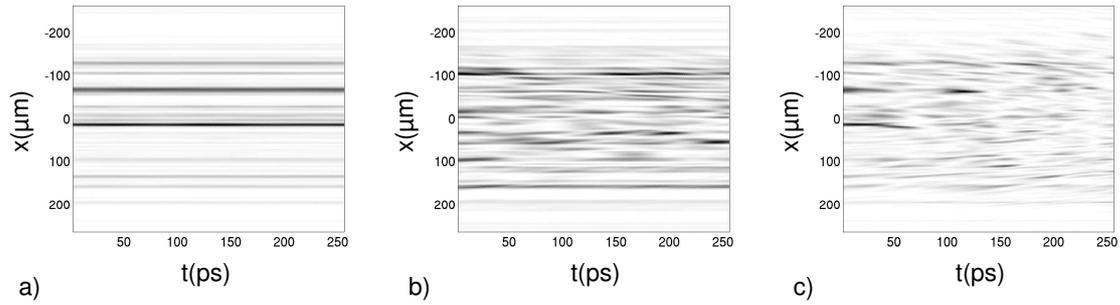


FIG. 5.10 – Evolution temporelle de la distribution de l'intensité laser le long de l'axe ($x, y = 0$) en sortie de plasma, pour différentes densités électroniques : a) $n_0 = 0.01 n_c$, b) $n_0 = 0.03 n_c$, c) $n_0 = 0.05 n_c$.

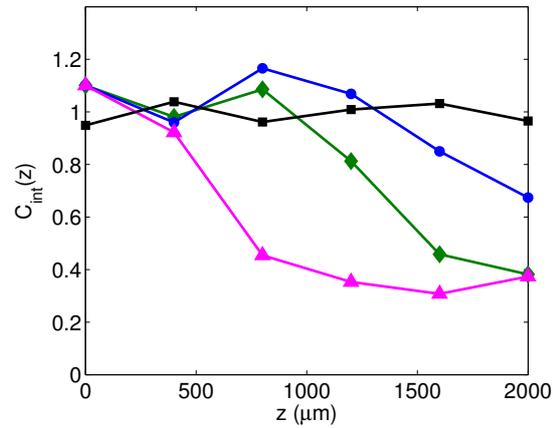


FIG. 5.11 – Evolution du contraste intégré tout au long de la propagation pour différentes densités de plasma : a) $n_0 = 0.01 n_c$ (courbe noire), b) $n_0 = 0.03 n_c$ (courbe bleue), c) $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe verte) et pour le cas d'une densité $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe magenta) avec prise en compte des effets thermiques.

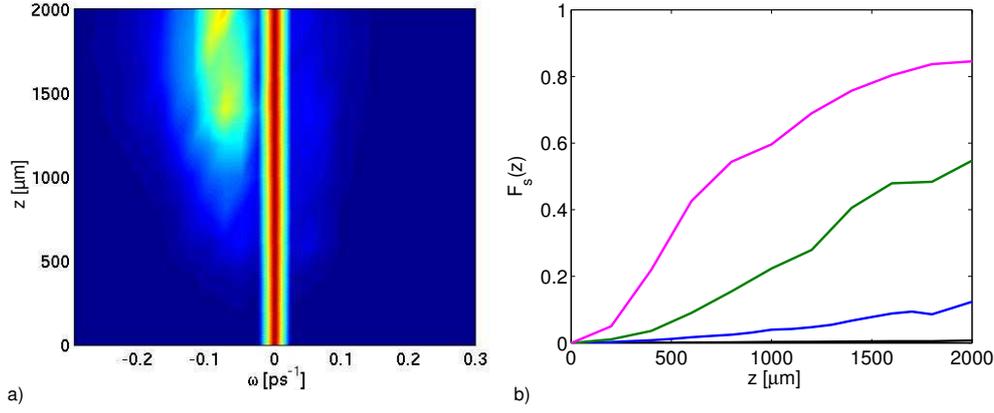


FIG. 5.12 – a) Evolution tout au long de la propagation du spectre temporel du laser dans un plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$. b) Evolution de la quantité d'énergie diffusée hors du pic monochromatique dans le cas pondéromoteur et pour différentes densités : $n_0 = 0.01 n_c$ (courbe noire), $n_0 = 0.03 n_c$ (courbe bleue), $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe verte), et avec prise en compte des effets thermiques pour une densité $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe magenta).

de densité augmente encore l'efficacité du lissage et plus de 80 % de l'énergie du laser va voir sa cohérence temporelle réduite.

Sur la figure 5.13, nous présentons le spectre spatio-temporel du laser pour différentes distances de propagation z . Nous observons au début de la propagation un étalement quasi-symétrique en fréquence de la lumière diffusée. Ce type d'étalement dénote d'une diffusion non stimulée de la lumière en début de propagation. Cette diffusion crée le germe pour la suite de l'instabilité. Il apparaît alors que seule la composante décalée vers les basses fréquences est amplifiée. La diffusion Brillouin stimulée est responsable de cette dissymétrie dans le spectre.

Notons que la diffusion est telle que $k \lesssim \omega/c_s$, *i.e.* qu'il existe une dépendance angulaire du spectre temporel de la lumière diffusée, ce qui est une caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée. Nous ne retrouvons pas exactement la résonance $k \simeq \omega/c_s$ pour des raisons géométriques. L'ensemble des simulations que nous présentons ici sont réalisées avec deux dimensions transverses. Cependant, en raison de l'importance des volumes de données que représentent ces calculs⁸, le spectre spatio-temporel du laser a été calculé à partir des fichiers contenant l'intensité $I(t, z, x, y = 0)$ sur une ligne centrale transverse. Comme l'illustre la Fig. 5.14, la vitesse effective c_s^{eff} des ondes acoustiques sur cette direction est au moins égale à la vitesse du son dans le plasma

⁸Pour obtenir le spectre spatio-temporel du laser, nous devons en effet avoir une bonne résolution dans l'espace transverse comme dans le temps.

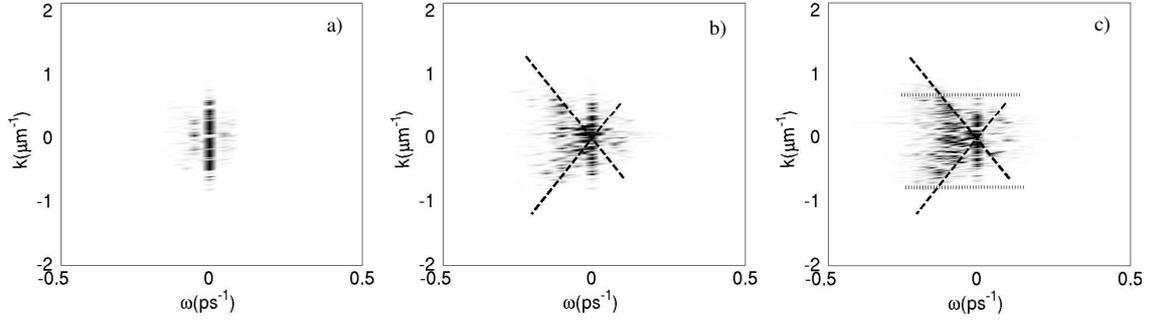


FIG. 5.13 – Spectre spatio temporel du laser à différentes distances de propagation. a) $z = 400 \mu\text{m}$, b) pour $z = 1200 \mu\text{m}$ et c) pour $z = 2000 \mu\text{m}$. Les lignes discontinues pour les figures c) et d) représentent la résonance $\omega = \pm c_s |\mathbf{k}|$. Les traits pointillés horizontaux dans la figure c) représentent la largeur initiale en $|\mathbf{k}|$ du laser incident.

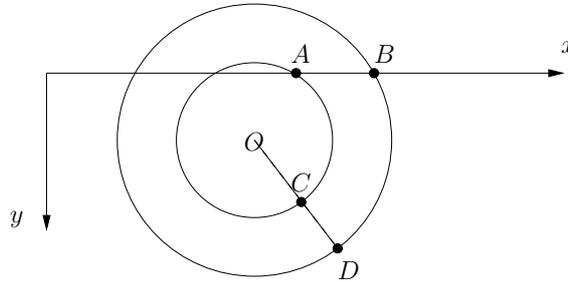


FIG. 5.14 – Une onde acoustique cylindrique est créée par un speckle au point O et se propage radialement dans le plan transverse (x, y) à la vitesse acoustique c_s . Entre les temps t et $t + dt$, elle parcourt donc la distance $c_s dt$ entre les points C et D . Le long de l'axe x sur lequel est fait la mesure, la distance parcourue AB est plus grande. La vitesse effective vue sur cette axe $c_s^{eff} = AB/dt$ est donc au moins égale à c_s .

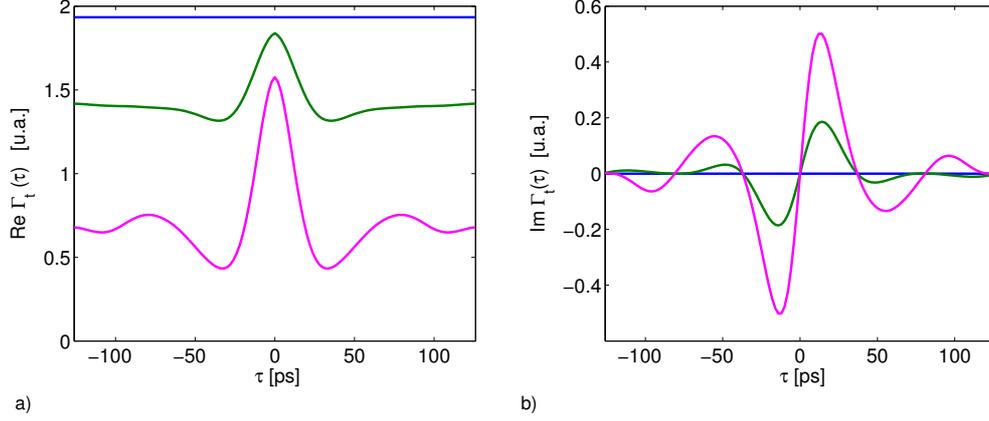


FIG. 5.15 – Partie réelle a) et partie imaginaire b) de la fonction de corrélation du laser pour différentes distances de propagation : $z = 0$ mm (courbes bleues), $z = 1$ mm (courbes vertes) et $z = 2$ mm (courbes magenta).

$c_s^{eff} \gtrsim c_s$. Il en résulte que nous obtenons non pas la relation usuelle $\omega \simeq c_s k$, mais $\omega \gtrsim c_s k$.

En plus de mettre en évidence la dépendance entre fréquence et angle de diffusion, ce diagnostic souligne l'absence d'un fort étalement angulaire de la lumière transmise dans les régimes qui sont étudiés. Nous observons une redistribution des vecteurs d'onde sans fort étalement dans l'espace des \mathbf{k} . Nous montrons dans la suite de ce chapitre que de cette redistribution entraîne une augmentation de l'angle d'ouverture moyen du faisceau.

Modification de la fonction de corrélation temporelle et réduction du temps de cohérence

La réduction de la cohérence temporelle du laser associée à l'élargissement spectral au cours de sa propagation est caractérisée en construisant la fonction de corrélation en temps du champ électrique $\Gamma_t(\tau) = \int dt \langle E(t + \tau/2) E^*(t - \tau/2) \rangle$. L'évolution de $\Gamma_t(\tau)$ pour différentes distances de propagation z est présentée Figs. 5.15a et 5.15b dans le cas du plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$.

Au début de la propagation, le faisceau est temporellement cohérent et la fonction de corrélation est réelle constante pour tout τ . La partie réelle de la fonction de corrélation est ensuite fortement modifiée au cours de la propagation dans le plasma. Une structure apparaît sur de petites échelles de temps τ alors qu'il reste une partie de la fonction de corrélation indépendante de τ . Ceci traduit le fait qu'une partie

seulement de l'énergie laser est diffusée et voit son temps de cohérence réduit⁹. Le temps de cohérence de cette lumière diffusée peut être directement mesuré comme la largeur caractéristique de cette fonction de corrélation. Pour plus de simplicité, nous définissons le temps de cohérence $\tau_C(z)$ comme la largeur à mi-hauteur de la partie réelle de la fonction de corrélation temporelle. La figure 5.16a montre l'évolution de ce temps de cohérence au cours de la propagation dans des plasmas de différentes densités. Quelque soit le cas, le temps de cohérence est très rapidement réduit à environ 30 ps. Contrairement à ce qui a été observé lors de la propagation dans un milieu contenant des perturbations de densité déjà existantes, et en accord avec ce qui a été observé sur la Fig. 5.10c, le temps de cohérence est assez fortement réduit au cours de la propagation. Pour le plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$, le temps de cohérence est réduit environ 20 ps dans le cas purement pondéromoteur et même jusqu'à des temps inférieurs à 15 ps lorsque les effets thermiques sont pris en compte dans l'excitation des fluctuations de densité.

L'apparition puis la croissance au cours de la propagation d'une partie imaginaire dans la fonction de corrélation temporelle est la conséquence de la dissymétrie qui apparaît dans le spectre temporel de la lumière laser¹⁰. Cet effet n'apparaît pas dans le modèle développé au Chap. 3 pour lequel la fonction de corrélation reste réelle durant la propagation.

Enfin, notons que, parallèlement à la réduction observée du temps de cohérence, l'ouverture angulaire moyenne du faisceau transmis est plus importante, de l'ordre de 3.7 deg pour le cas purement pondéromoteur à $n_0 = 0.05 n_c$ et 4.5 deg si les effets thermiques sont pris en compte (*cf.* Fig. 5.16b). Ce phénomène a été observé sur les spectres spatio-temporels présentés sur la Fig. 5.13. Il découle non pas de l'explosion du spectre spatial du champ laser comme cela a été observé au dessus du seuil d'autofocalisation dans la Réf. [Schmitt 98], mais plutôt d'une redistribution des vecteurs d'ondes transverses du champ électrique.

5.3.4 Discussion sur le développement de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant

Observation qualitative du lissage induit et du développement de l'instabilité

Reprenons maintenant plus en détail le cas où le laser se propage dans un plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$ et où seuls les effets pondéromoteurs sont pris en compte dans

⁹Seule une part $F_s(z)$ de la lumière laser est diffusée et donc lissée temporellement. La lumière n'ayant pas subi de diffusion garde sa cohérence temporelle.

¹⁰Soulignons que la non nullité de cette partie imaginaire $\text{Im}\langle E(T + \tau/2) E^*(T - \tau/2) \rangle = \langle E_R(T + \tau/2) E_I(T - \tau/2) \rangle - \langle E_R(T - \tau/2) E_I(T + \tau/2) \rangle$ implique que les parties réelles et imaginaires du champ électrique sont corrélées.

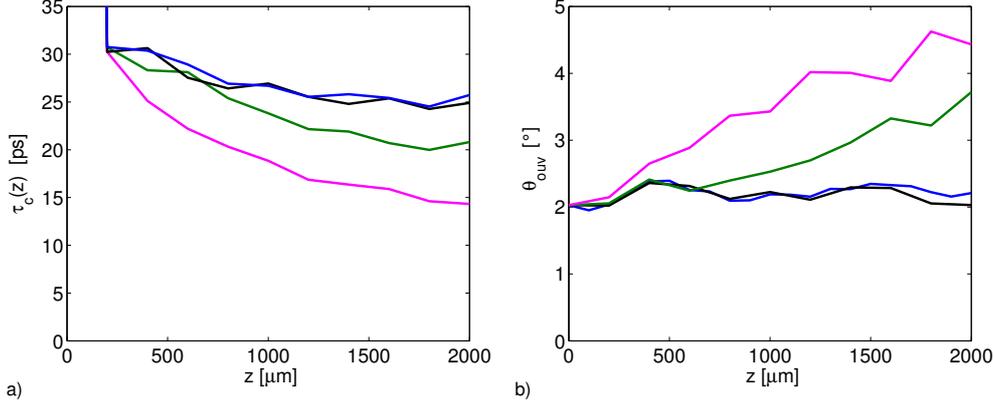


FIG. 5.16 – Evolution au cours de la propagation a) du temps de cohérence du laser, b) de l’ouverture angulaire moyenne du laser en fin de simulation pour des densités électroniques : $n_0 = 0.01 n_c$ (courbe noire), $n_0 = 0.03 n_c$ (courbe bleue), $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe verte), et avec prise en compte des effets thermiques pour une densité $n_0 = 0.05 n_c$ (courbe magenta).

l’excitation des fluctuations de densité. La figure 5.17 présente l’évolution au cours de la propagation et pour différents temps ($t \simeq 30$ ps, $t \simeq 160$ ps et $t \simeq 260$ ps) de l’intensité moyenne du faisceau laser $\langle I \rangle$ (Fig. 5.17a), du niveau moyen des fluctuations de densité (Fig. 5.17b) et des fractions d’énergie diffusée vers le rouge, vers le bleu et totale (Fig. 5.17c).

Au cours de la propagation en z , nous observons dans une première phase une augmentation de l’intensité moyenne jusqu’à l’obtention d’un maximum au niveau du point de focalisation à $z = 1$ mm. Après ce point de focalisation l’intensité décroît. Cette décroissance de l’intensité moyenne est bien entendu liée à l’ouverture angulaire de la lumière. Il est intéressant que cette décroissance est plus importante au cours du temps, ce qui traduit une fois encore le caractère stimulé de l’interaction. Cette évolution au cours du temps n’apparaît cependant qu’après propagation sur une certaine distance, ici de l’ordre du millimètre. En effet, les modulations de la phase spatiale du laser dues aux diffusions dans le plasma, qu’elles soient stimulées ou non, ne modifient la distribution d’intensité laser qu’après une certaine distance.

Aussi, l’évolution temporelle de l’ouverture angulaire n’apparaît qu’après une certaine distance de propagation. La figure 5.17b permet de comprendre cela. Elle montre l’évolution du niveau moyen des fluctuations de densité au cours de la propagation pour les trois temps déjà mentionnés. De cette figure, nous pouvons distinguer trois régions au cours de la propagation pour lesquelles le comportement de l’interaction est différent. La première région s’étend sur les 200 à 300 premiers microns, *i.e.* sur les tous premiers speckles. Le niveau des fluctuations de densité $\delta n \simeq 7 \times 10^{-3}$ est celui prédit pour un faisceau laser temporellement cohérent. Il reste ainsi quasi-stationnaire au

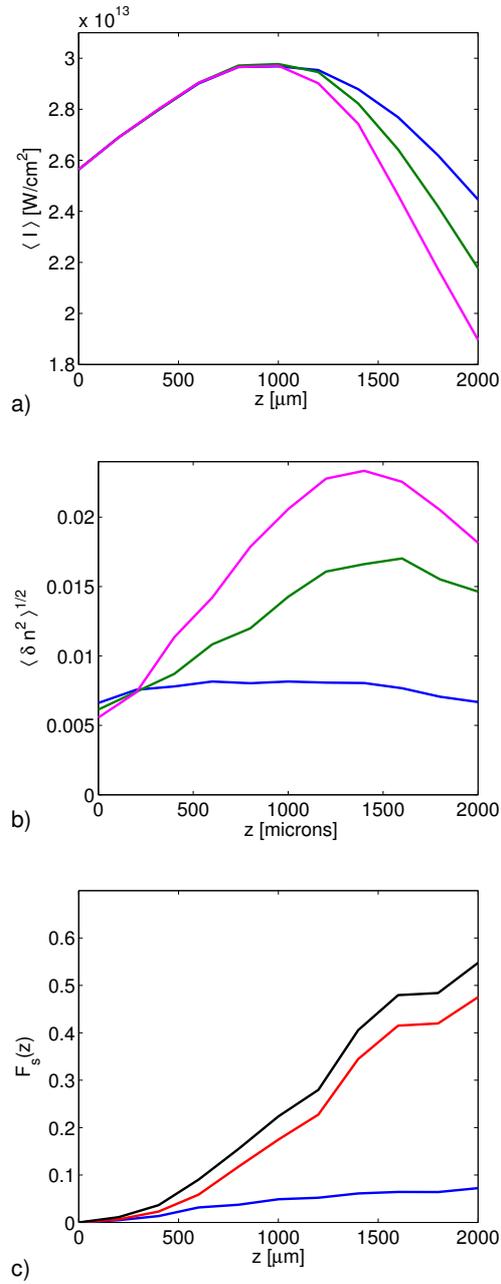


FIG. 5.17 – Evolution au cours de la propagation de l'intensité moyenne a) et du niveau moyen des fluctuations de densité dans le plasma b) pour $t \simeq 30$ ps (courbes bleues), $t \simeq 160$ ps (courbes vertes) et $t \simeq 360$ ps (courbes magenta). c) Evolution de la fraction d'énergie diffusée vers le rouge (courbe rouge), vers le bleu (courbe bleu) et totale (courbe noire). Ces résultats sont ceux du cas à densité électronique $n_0 = 0.05 n_c$ et sans prise en compte des effets thermiques.

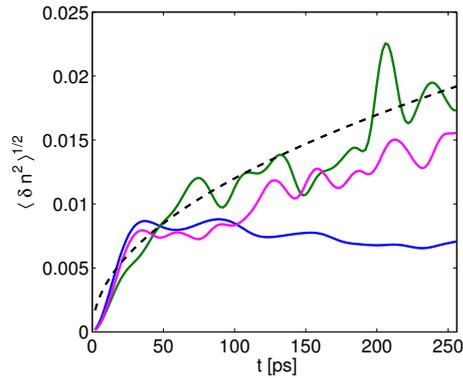


FIG. 5.18 – Evolution au cours du temps du niveau moyen des fluctuations de densité pour $z = 0 \mu\text{m}$ (courbe bleue), $z = 1000 \mu\text{m}$ (courbe verte) et $z = 2000 \mu\text{m}$ (courbe magenta).

cours du temps, comme le montre la Fig. 5.18. Dans cette région, le laser subit une diffusion non stimulée sur ces fluctuations de densité. Ainsi, la Fig. 5.17c, qui présente l'évolution au cours de la propagation du ratio d'énergie diffusée vers les hautes et basses fréquences, montre une croissance quasi-identique des diffusions vers le bleu et vers le rouge.

L'élargissement spectral observé dans cette première région sert de germe à l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Dans la seconde région, qui s'étend entre $z \simeq 300 \mu\text{m}$ et $z \simeq 1500 \mu\text{m}$, cette instabilité se développe fortement. Nous observons ainsi une forte croissance de l'intensité de la lumière diffusée vers le rouge dans la Fig. 5.17c. Dans cette région, le niveau des fluctuations de densité n'est plus celui prédit pour un faisceau laser temporellement cohérent. Une croissance temporelle est observée sur la Fig. 5.18. Cette croissance suit la racine carrée du temps. Comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre Sec. 3.2.3 et mis en évidence pour le cas d'un faisceau SSD dans la Sec. 5.1.3, cette croissance est caractéristique de l'excitation des perturbations de densité par un faisceau laser temporellement lissé. La distribution de speckles instationnaires créent continuellement des fluctuations de densité, dont le niveau croît comme $t^{1/2}$, ce qui est souligné par la courbe de tendance (courbe discontinue) sur la Fig. 5.18. Ce niveau de fluctuations plus important favorise d'autant le lissage induit de la lumière transmise et permet de le maintenir.

Pour observer cette croissance temporelle du niveau des fluctuations, il faut que la quantité d'énergie diffusée soit particulièrement importante. La figure 5.17c montre qu'au début de ce que nous avons défini comme étant la seconde région, la quantité d'énergie diffusée est déjà à un niveau de 10 % de l'énergie incidente. Ainsi, l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée rentre très vite dans une phase de croissance non linéaire

lors de laquelle l'angle d'ouverture comme le temps de cohérence de la lumière laser sont fortement modifiés.

Ainsi, après environ 1.5 mm de propagation dans le plasma, une troisième région d'interaction apparaît dans laquelle l'effet de l'incohérence induite commence à saturer pour des raisons géométriques. L'intensité laser décroît en effet dans cette région du fait de la divergence naturelle du faisceau, mais aussi du fait que cette divergence est accrue par l'instabilité (*cf.* Fig. 5.17a). Le niveau des fluctuations de densité lui aussi décroît comme le souligne la Fig. 5.17b. L'instabilité s'arrête.

Naturellement, différents autres types de mécanismes peuvent induire une saturation de l'instabilité. Tout d'abord, le caractère fortement non linéaire de l'instabilité peut mener à sa saturation lorsque l'onde de pompe se trouve déplétée et que l'ensemble de l'énergie laser est diffusée. Aussi, la saturation en temps de l'instabilité peut survenir sur des temps grands devant $\langle L \rangle / c_s$ pour lesquels les ondes acoustiques créées par le laser sont évacuées hors du faisceau ou, bien sûr, sur des temps grands devant le temps d'amortissement des ondes acoustiques. Enfin, dans cette échelle de temps de quelques centaines de picosecondes, les écoulements du plasma peuvent aussi jouer un rôle important.

Discussion sur le gain de l'instabilité

Les simulations numériques montrent que l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant est initiée par une diffusion non stimulée sur les fluctuations de densité induites par le faisceau spatialement incohérent. Mais c'est l'instabilité de diffusion stimulée qui est principalement responsable du lissage induit par le plasma sous la puissance critique. Dans le chapitre précédent, nous avons développé un modèle statistique pour cette instabilité. Deux régimes de croissance ont été mis en évidence. L'un correspond au résultat classique de la théorie des instabilités paramétriques en pompe incohérente. Le taux de croissance spatial γ est limité par la largeur de cohérence spatiale de la source. L'autre correspond à une croissance cohérente de l'instabilité et ne dépend pas des propriétés de cohérence du laser incident.

Au vue des simulations numériques réalisées ici, il nous faut mettre en évidence lequel de ces taux de croissance gouverne l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. A cette fin, nous allons estimer les gains de l'instabilité à partir des mesures du ratio d'énergie laser diffusée vers le rouge par l'énergie incidente¹¹. Ces mesures sont reportées sur la Fig. 5.17c dans le cas de plus haute intensité $n_0 = 0.05 n_c$ et sur la Fig. 5.19 de densité intermédiaire $n_0 = 0.03 n_c$. Le cas de plus basse intensité n'est

¹¹Afin de distinguer la diffusion Brillouin stimulée de la diffusion multiple, nous soustrayons à l'énergie émise vers le rouge la fraction d'énergie émise vers le bleu, laquelle découle de la diffusion non stimulée sur les fluctuations de densité spontanées.

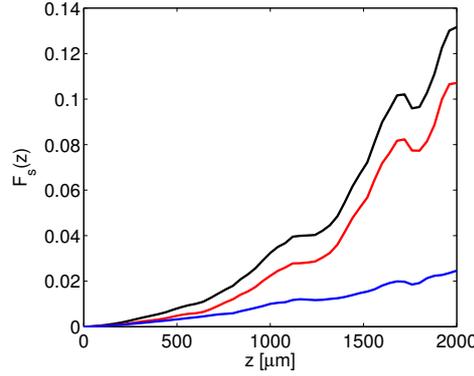


FIG. 5.19 – Evolution au cours de la propagation de la fraction d'énergie diffusée vers le rouge (courbe rouge) et vers le bleu (courbe bleue) pour le cas d'un plasma de densité intermédiaire $n_0 = 0.03 n_c$.

pas discuté ici car l'analyse du spectre de la lumière transmise montre que l'instabilité n'a pas démarré : la croissance des composantes bleue et rouge du spectre est quasi-identique pour ce cas.

L'ensemble des simulations présentées ici est antérieur au développement du modèle développé dans le Chap. 4 et l'amortissement des ondes acoustiques y est négligé. Ces simulations n'ont donc pas été réalisées dans le but de mettre en évidence l'existence d'un seuil en puissance. Cependant, elles vont nous permettre de montrer que la croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant mesurée dans les simulations numériques est bien supérieure à celle prédite pour le régime incohérent.

Dans le cas à haute densité, $n_0 = 0.05 n_c$, le gain mesuré entre $500 \mu\text{m}$ et $1600 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 3.2. Comme le niveau de diffusion est important (il varie de 1.4 % à 36.4 %), le modèle de croissance exponentielle n'est pas bien adapté. En tenant compte de la déplétion de l'onde de pompe par le modèle simplifié de Tang (*cf.* Annexe D), nous obtenons que le gain linéaire de l'instabilité est :

$$G_{Tang} = \ln \frac{f(1-f_0)}{f_0(1-f)}, \quad (5.10)$$

où f_0 est le niveau diffusion au début de l'amplification et f son niveau final. Pour $f_0 \simeq 1.4\%$ et $f \simeq 36.4\%$, le gain linéaire G s'élève de 3.2 à 3.7. Une prédiction théorique pour le taux de croissance incohérent peut être obtenue à partir de l'Eq. (4.40) et vaut $G_{incoh}^{conv} \simeq 2.1$. Le gain pour l'instabilité dans le régime de croissance cohérente est obtenu à partir de l'Eq. (4.48) et vaut $G_{coh}^{abs} \simeq 9.0$ sur les $1100 \mu\text{m}$ de la simulation.

Dans le cas d'une densité de plasma $n_0 = 0.03 n_c$, le gain mesuré entre le début de l'instabilité à environ $600 \mu\text{m}$ et la sortie du plasma à 2 mm estimé à environ¹² 4.0. Le

¹²Ici la correction par le modèle de Tang est mineure puisque le niveau de diffusion reste bas.

gain de l'instabilité dans le régime incohérent est $G_{incoh}^{conv} \simeq 1.6$ alors que dans le régime cohérent, nous obtenons $G_{coh}^{abs} \simeq 8.4$.

Ainsi, nous voyons que les prédictions faites dans le régime de croissance incohérente ne permettent pas d'expliquer la forte croissance de l'instabilité mesurée dans les simulations numériques, que ce soit pour le cas à haute densité $n_0 = 0.05 n_c$ comme pour le cas de densité intermédiaire $n_0 = 0.03 n_c$. D'un autre coté, les prévisions dans le régime de croissance cohérente surestime le gain. Deux explications peuvent être apportées à cette observation. Tout d'abord, le taux de diffusion tel qu'il est mesuré dans les simulations actuelles intègre le signal sur tous les angles d'émissions. Il se peut donc qu'une fraction de la lumière soit diffusée dans le régime cohérent, alors qu'une autre fraction l'est dans le régime incohérent. Le gain cohérent est alors un majorant du gain mesuré. D'un autre coté, si nous estimons les gains cohérents sur une longueur de speckle, nous trouvons $G_{sp} \simeq 2.8$ pour $n_0 = 0.05 n_c$ et $G_{sp} \simeq 2.2$ pour $n_0 = 0.03 n_c$. Aussi, si l'on compare ce gain à $2 \rho_0 \omega / c_s \simeq 3.8$, nous pouvons nous attendre à être dans un régime de transition entre la croissance incohérente et la croissance cohérente.

Ainsi, les simulations numériques présentées ici montrent que le modèle de croissance incohérente tel qu'il est développé dans la Réf. [Maximov 01] n'est pas suffisant. De nouvelles simulations devront donc être réalisées afin de mettre en évidence l'existence d'un seuil de transition entre les régimes incohérent et cohérent ainsi que la forte croissance de l'instabilité dans le régime cohérent.

5.3.5 Observation d'un écart à la statistique Gaussienne

Enfin, nous rapportons ici un ensemble d'observations relatives à la modification des propriétés statistiques de la distribution du champ électrique dans le plan transverse. Comme nous l'avons souligné dans les Secs. 1.4.1 et 5.1.2, le contraste associé à une distribution Gaussienne du champ électrique du laser est égale à 1. La Fig. 5.20 montre l'évolution au cours de la propagation du contraste instantané à $t \simeq 260$ ps dans les cas où le plasma a une densité électronique $n_0 = 0.05 n_c$ avec et sans prise en compte des effets thermiques.

Nous observons, sur le premier millimètre de propagation, une forte hausse du contraste instantané. Cette hausse traduit la perte de statistique Gaussienne pour la distribution du champ électrique. Afin de comprendre le mécanisme responsable de cet écart à la statistique Gaussienne, nous avons présenté sur la Fig. 5.21, un diagnostic inspiré de la Réf. [Schmitt 98] qui permet d'observer les corrélations entre les fluctuations de densité et l'intensité laser pour différents plans transverses z . Il apparaît clairement sur ce diagnostic que l'intensité du laser et les perturbations de la densité sont fortement corrélées. Ceci traduit le fait que, au début de la propagation, les maxima de l'intensité étant encore quasi-stationnaires, ils se trouvent à l'équilibre

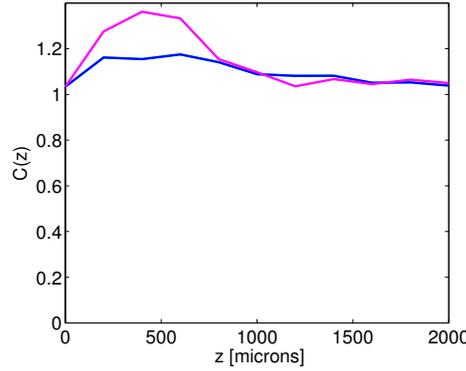


FIG. 5.20 – Evolution au cours de la propagation dans un plasma de densité $n_0 = 0.05 n_c$ et pour un temps $t \simeq 260$ ps du contraste instantané avec (courbe magenta) et sans (courbe bleue) prise en compte des effets thermiques.

dans la dépression de densité qu'ils ont creusée. Dès lors, ils subissent une légère autofocalisation dans cette dépression. L'intensité de ces speckles augmente alors que leur taille caractéristique diminue. Le contraste lui aussi augmente dans cette phase. Cet effet a été prédit dans la Réf. [Garnier 98] où les auteurs montrent qu'une non linéarité rapide (ici de l'ordre de $\rho_0/c_s \simeq 30$ ps) devant le temps de cohérence du laser (on peut considérer sur le début de la propagation que la plupart de la lumière a conservé son temps de cohérence initiale, à savoir la durée de l'impulsion $t_{imp} \simeq 260$ ps) détruit la statistique Gaussienne.

A mesure que l'incohérence induite apparaît, nous observons que le contraste instantané relaxe vers sa valeur initiale de l'ordre de 1. Parallèlement, les corrélations entre intensité laser et perturbations de densité sont brisées. Ceci traduit le fait que les speckles ayant un temps de vie réduit, ils n'atteignent plus d'état stationnaire dans la dépression de la densité qu'ils induisent. Le fond des perturbations de densité continuellement excitées n'est plus corrélé aux maxima de l'intensité. Le contraste n'est alors pas modifié. Dans la référence [Garnier 03b], les auteurs démontrent que la propagation dans un milieu ayant un temps de réponse lent en comparaison du temps de cohérence du faisceau laser conserve la statistique Gaussienne. Nous nous trouvons ici dans un régime intermédiaire entre ce cas à très faible temps de cohérence et le cas précédemment étudié d'une non linéarité rapide puisque $\tau_C \simeq \rho_0/c_s$. Les prédictions théoriques dans ce régime sont difficiles. Le recours aux simulations numériques avec le code PARAX nous permet de montrer que la statistique Gaussienne est préservée.

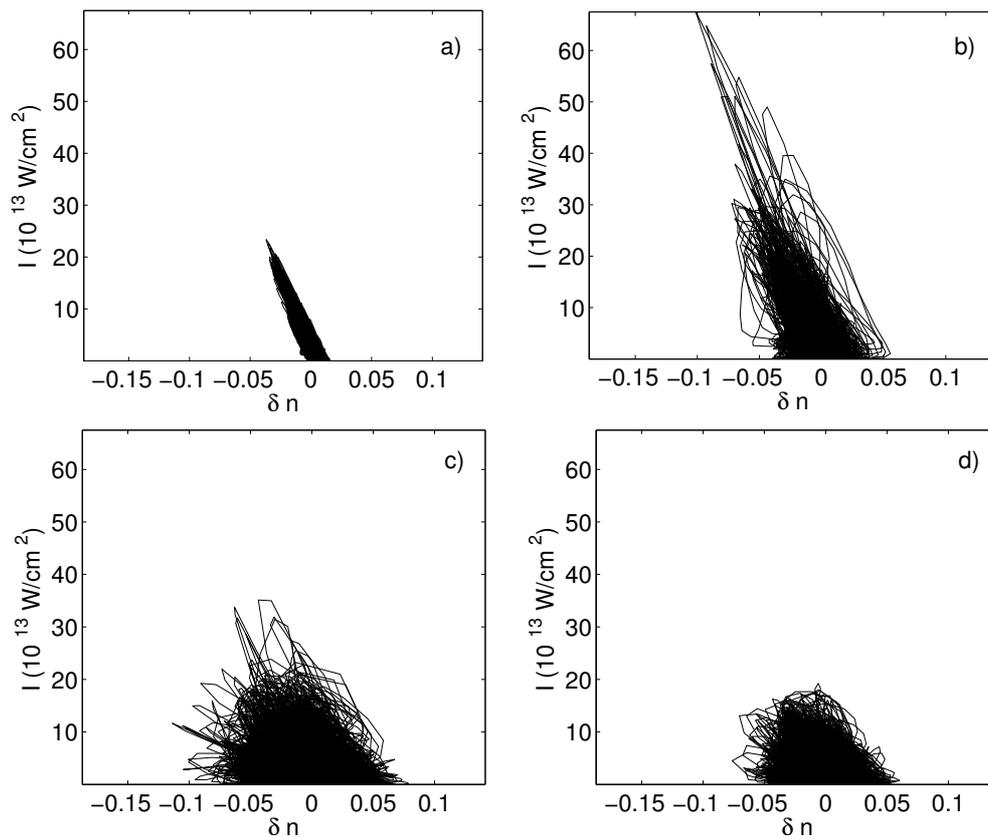


FIG. 5.21 – Corrélations spatiales de l'intensité laser et des perturbations de densité pour $t = 260$ ps et $z = 0 \mu\text{m}$ a), $z = 400 \mu\text{m}$ b), $z = 1600 \mu\text{m}$ c) et $z = 2000 \mu\text{m}$ d).

5.4 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté un ensemble de diagnostics développés pour le code d'interaction PARAX. Ces diagnostics permettent la caractérisation au cours du temps et de la propagation des propriétés de cohérence spatiale et temporelle du laser. Ils se révèlent particulièrement intéressants pour l'étude des faisceaux laser lissés caractéristiques de ceux rencontrés en fusion inertielle par laser. Ils ont permis, dans une première partie de ce chapitre, de mettre en évidence les propriétés bien connues de ce type de faisceaux dans le vide.

D'autres diagnostics ont été développés pour caractériser la réponse du plasma à un faisceau temporellement et/ou spatialement incohérent. Une confrontation a ainsi pu être réalisée entre les prédictions du modèle statistique développées dans le Chap. 3 et les simulations numériques réalisées avec le code PARAX en faisceau monochromatique spatialement lissé et en faisceau SSD temporellement et spatialement lissé. Un bon accord entre modèle et simulation a été obtenu. Notamment, les simulations numériques ont confirmé que le niveau des perturbations de densité induites par un faisceau laser spatialement lissé mais temporellement cohérent atteint un niveau stationnaire après un temps acoustique ρ_0/c_s , alors que les fluctuations de densité induites par un laser spatialement et temporellement cohérent croissent au cours avec la racine carrée du temps.

Ces diagnostics ont permis la caractérisation du lissage induit par la propagation dans un plasma sous dense dans un régime caractéristique de ceux rencontrés dans l'expérience de lissage sur l'installation ALISE (*cf.* Chap. 6). La propagation dans des fluctuations de densité déjà existantes a été étudiée. Les principales prédictions établies au Chap. 3 ont été confirmées par la simulation numérique. La diffusion multiple entraîne en effet un élargissement spectral symétrique du laser.

Cependant, la réalisation de simulations de l'interaction laser-plasma dans des conditions réalistes où le laser se propage dans des fluctuations de densité qu'il induit montre que la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant est le mécanisme principalement responsable de l'incohérence induite sous la puissance critique. Il est initié par la diffusion non stimulée sur les fluctuations de densité puis subit une forte croissance au cours de la propagation.

Le taux de croissance minimal nécessaire à l'obtention d'une telle croissance a été estimé pour deux densités de plasma. Il se trouve être supérieur à celui usuellement prédit pour la croissance incohérente de l'instabilité. Ces estimations apportent un indice en faveur d'une croissance cohérente telle qu'elle est prédite par le modèle développé au Chap. 4. La confirmation, ou l'infirmité du modèle que nous avons proposé requiert cependant des simulations supplémentaires qui n'ont pu être réalisées dans le cadre de cette thèse.

Chapitre 6

Principe et mise en oeuvre expérimentale du lissage plasma sur l'installation ALISE

Sommaire

6.1	Mise en oeuvre expérimentale	182
6.2	Modélisation et caractérisation du plasma créé par jet de gaz	185
6.2.1	Caractérisation du jet de gaz	185
6.2.2	Modélisation du chauffage et estimation des conditions d'interaction	189
6.3	Résultats expérimentaux et comparaison aux simulations PARAX	195
6.3.1	Mise en évidence qualitative du lissage : imagerie 2D intégrée en temps	195
6.3.2	Ombroscopie du plasma	198
6.3.3	Informations apportées par le diagnostic d'autocorrélation .	201
6.3.4	Mise en évidence expérimentale de la contribution de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant au lissage sous la puissance critique	204
6.4	Conclusions	206

Au cours de la troisième année de cette thèse est apparue l'opportunité de réaliser une expérience sur l'installation laser ALISE du CEA/CESTA dans le cadre d'une collaboration au sein de l'Institut Lasers et Plasmas (ILP). Plusieurs équipes du CELIA, du LULI, de la Direction des Affaires Militaires (DAM) du CEA, et du Centre de Physique Théorique (CPHT) de l'Ecole Polytechnique ont travaillé sur cette campagne expérimentale au cours des mois de Septembre 2005 et Mars 2006.

Cette campagne expérimentale a pour objectif de mettre en évidence la perte de cohérence des faisceaux laser spatialement lissés lors de la propagation dans les plasmas sous denses, dans un régime où la puissance véhiculée par les speckles est bien en dessous de la puissance critique pour la filamentation. Elle cherche tout particulièrement à caractériser quels sont les mécanismes responsables de cette perte de cohérence, ainsi qu'à valider les connaissances mises à jour au cours de cette thèse. Notamment, nous souhaitons montrer que l'utilisation de plasmas pour le lissage de faisceaux laser peut se révéler efficace dans le cadre de la FCI.

Ce chapitre débute par une présentation du dispositif expérimental : de l'installation laser ALISE aux diagnostics utilisés. Il se poursuit par une présentation du dimensionnement de l'expérience. Cette étape dans la préparation de l'expérience consiste à chercher les conditions expérimentales optimales permettant de mettre en évidence les phénomènes physiques étudiés sous des contraintes bien définies, liées aux propriétés du laser, des cibles et selon les diagnostics disponibles. Ce dimensionnement repose en grande partie sur les connaissances de l'interaction laser-plasma développées dans les chapitres précédents, mais aussi sur une modélisation analytique ou numérique de l'ensemble des différents éléments de l'expérience. Nous présentons enfin les résultats de l'expérience, comparés aux simulations réalisées avec le code d'interaction PARAX et aux développements analytiques des chapitres 3 et 4. Nous mettons en évidence l'importance de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant dans le lissage sous la puissance critique. Nous rappelons enfin l'importance de certains diagnostics pour l'étude des propriétés de la lumière transmise et l'identification des mécanismes mis en jeu.

6.1 Mise en oeuvre expérimentale

L'expérience dédiée à l'étude du lissage par plasma a été réalisée sur l'installation laser ALISE au CEA/CESTA. La chaîne laser utilisée (Nd :YLF) fournit des impulsions laser dans l'infrarouge, de longueur d'onde¹ $\lambda_0 = 1.053 \mu\text{m}$. Une énergie de l'ordre de la centaine de Joules est délivrée sur une durée de 600 ps à quelques nanosecondes, avec une mise en forme temporelle ajustable. Avant focalisation dans

¹La densité critique pour cette longueur d'onde est donc $\simeq 10^{21} \text{cm}^{-3}$, si bien que la densité électronique estimée en 10^{19}cm^{-3} donne une estimation directe de la densité en $\% n_c$.

la chambre d'expérience par une lentille de distance focale $f = 25$ cm, la distribution d'intensité laser dans le champ proche est approximable par une hyper-Gaussienne d'ordre 8 avec un diamètre de $D = 8$ cm, menant à une ouverture de focalisation de $f/3.2$. Une lame de phase de type Random-Phase Plate (RPP) est utilisée juste après la lentille de focalisation, permettant l'obtention d'une figure de tavelures au meilleur foyer (*cf.* Fig. 6.7a).

La tache focale obtenue a un rayon $L_0 = \lambda_0 f/h \simeq 160 \mu\text{m}$, fixé par la taille des éléments de RPP de l'ordre de $h \simeq 1.6$ mm. Environ 45% de l'énergie laser incidente est contenue dans ce rayon. La largeur du speckle est elle fixée par la largeur du faisceau dans le champ proche. Elle vaut² $\rho_{sp} = (7 \pm 1) \mu\text{m}$, FWHM (Full Width at Half Maximum). La puissance moyenne véhiculée par un speckle est alors, en MW, $\langle P_{sp} \rangle = 5.5 \langle I_{13} \rangle$. Elle varie de 2.8 à 55 MW pour une intensité laser moyenne $\langle I_{13} \rangle$ exprimée en 10^{13} W/cm^2 entre $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ et 10^{14} W/cm^2 .

Le laser est focalisé dans un plasma d'une longueur de 3 mm environ, créé à partir d'un jet de gaz supersonique d'Helium, dont la densité atomique avoisine les 10^{19} cm^{-3} et est contrôlée par la pression amont appliquée à la buse du jet de gaz. La modélisation hydrodynamique de ce jet est discutée dans la prochaine section.

Au cours de cette expérience, nous ne disposons que d'un seul faisceau laser et d'un seul système de focalisation. Ce même faisceau doit donc servir à la fois à créer et chauffer le plasma, puis à l'interaction proprement dite avec le plasma. Pour cette raison, le profil temporel du laser contient deux composantes. Une première composante, d'une durée de 2.5 ns, est à basse intensité (de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ à 10^{13} W/cm^2). Elle permet l'ionisation du gaz d'Helium et son chauffage par absorption par Bremsstrahlung inverse du laser. Nous appelons cette composante plateau dans la suite de ce chapitre. La seconde composante est appelée pic. Elle a une intensité de quelques 10^{13} W/cm^2 , plus élevée que celle du plateau. Elle ne dure que 500 ps FWHM. Le but de l'expérience est de caractériser les modifications des propriétés de cohérence du laser au moment de l'interaction de ce pic d'intensité.

Notons que, dans les expériences précédemment réalisées au LULI ou au LOA, plusieurs faisceaux laser étaient disponibles [Michel 03a, Bandulet 04, Malka 03]. Certains ont donc été utilisés pour créer et chauffer le plasma, d'autre pour l'interaction avec le plasma obtenu. Cette flexibilité permet de mieux distinguer les phases de création-chauffage des phases d'interaction, ce qui n'est pas possible sur l'installation ALISE à l'heure actuelle.

²La largeur FWHM théorique du point chaud devrait être de $3.5 \mu\text{m}$. L'écart entre cette prédiction et la mesure est lié à la qualité de l'optique de focalisation mais aussi à la distribution d'intensité dans le champ proche qui ne suit pas exactement une loi super-Gaussienne, mais contient certaines inhomogénéités. Il en va de même pour l'énergie encerclée qui, théoriquement, devrait être plus proche des 80%.

Afin de caractériser ces modifications, différents diagnostics ont été utilisés. Nous disposons d'une imagerie à deux dimensions de la tache focale après reprise par un triplet de lentilles de distance focale 25 cm et d'ouverture $f/2.4$. L'ouverture de reprise est donc légèrement supérieure à celle de focalisation. Ceci permet une résolution sur l'imagerie légèrement inférieure à la taille du speckle mais ne permet pas l'observation de variations trop importantes de celle-ci. Deux constatations ont dicté ce choix du système de reprise. D'une part, le travail théorique et numérique précédent montre que le lissage par plasma sous la puissance critique n'est pas associé à une trop forte ouverture angulaire de la lumière transmise. D'autre part, les dimensions de la chambre d'expérience du laser ALISE limitent l'ouverture du système de reprise.

L'imagerie à deux dimensions de la tache focale est réalisée à l'aide d'une caméra CCD. Ce type de caméra intègre le signal sur toute la durée de l'impulsion laser. Nous n'avons donc pas de résolution temporelle sur ce diagnostic. Nous discutons plus tard des contraintes que cela apporte.

En plus de cette imagerie, la lumière transmise est envoyée vers un diagnostic appelé auto-corrélateur. Ce diagnostic a été développé au cours de la thèse de Julien Surville [Surville 05] et discuté dans la Réf. [Surville 04]. Nous le décrivons dans la section de ce chapitre consacrée à l'interprétation des résultats. Il a été utilisé pour la première fois dans une expérience de physique des plasmas lors de cette campagne et permet la mesure de la fonction de corrélation spatiale transverse du champ électrique d'un faisceau laser temporellement incohérent.

La cohérence temporelle de la lumière transmise est quant-à elle étudiée à l'aide d'un spectromètre placé après le système de reprise. Comme nous l'avons montré dans les chapitres précédents, la densité spectrale d'énergie de la lumière transmise nous renseigne sur les mécanismes responsables de l'incohérence induite.

Pour compléter ces diagnostics, une partie du faisceau laser est prélevée et doublée en fréquence. Nous obtenons alors un faisceau sonde basse intensité, dans le vert ($\lambda_s = 0.53 \mu\text{m}$). Ce faisceau est utilisé pour l'ombroscopie du plasma au moment de l'interaction du pic avec le plasma. Le doublage de fréquence permet de discriminer la lumière laser diffusée par le plasma de la sonde. Il permet aussi de "photographier" le plasma au moment de l'interaction du pic avec celui-ci³. Nous voyons dans la suite quelles informations sur le plasma nous permet ce diagnostic.

Enfin, un calorimètre placé dans le prolongement du système de reprise et un autre dans le prolongement du système de focalisation mesurent respectivement les énergies transmises dans le cône du faisceau incident et rétrodiffusée dans le cône de focalisation.

³Le doublage de fréquence résulte d'un couplage non linéaire. L'intensité du faisceau doublé est proportionnelle au carré de l'intensité du faisceau initial, laquelle est plus importante dans le pic d'interaction qu'au moment du plateau de chauffage.

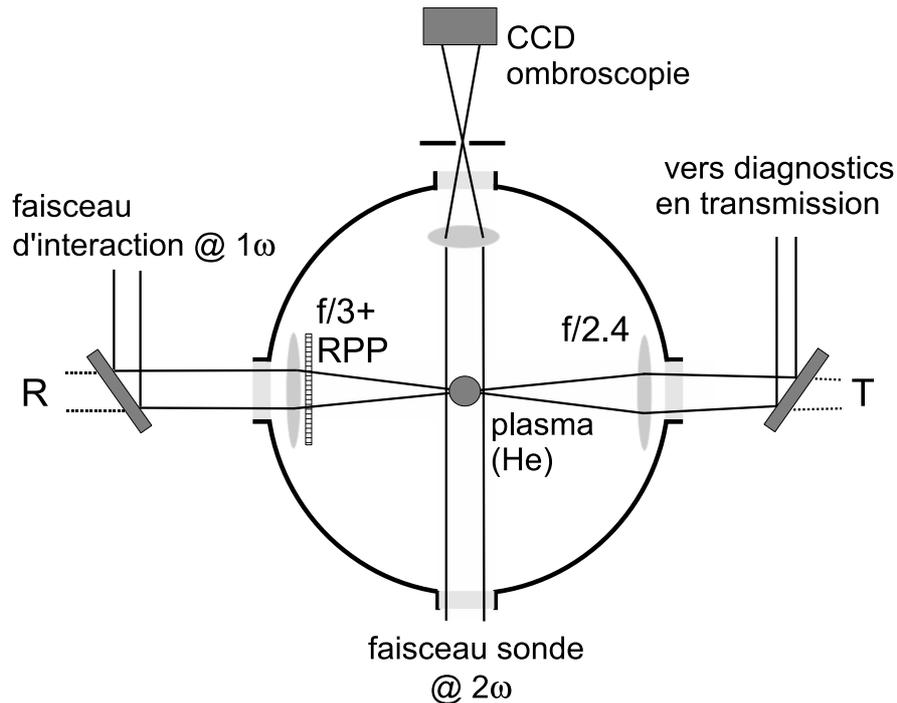


FIG. 6.1 – Dispositif expérimental pour l'étude de l'incohérence induite sur l'installation ALISE. Les calorimètres placés en transmission et rétrodiffusion sont représentés par les lettres T et R, respectivement.

Ces deux données nous informent sur le niveau des rétrodiffusions, de l'absorption du laser par le plasma et l'importance des diffusions de côté hors du cône incident.

Il n'a pu être fait de mesure des densité ou température électroniques pendant l'expérience. La caractérisation du plasma est faite *via* une modélisation analytique ou numérique des différentes étapes de l'expérience. Ce travail est maintenant présenté.

6.2 Modélisation et caractérisation du plasma créé par jet de gaz

Une bonne maîtrise des conditions d'interaction requiert de connaître les densité et température électroniques du plasma au moment de l'interaction du pic avec le plasma. Ces quantités sont obtenues par la modélisation du jet de gaz, puis de l'ionisation et du chauffage du plasma par le plateau laser.

6.2.1 Caractérisation du jet de gaz

Le jet de gaz est obtenu en sortie d'une buse conique dont l'ouverture et la fermeture sont assurées par une électrovanne. La pression en amont est un paramètre

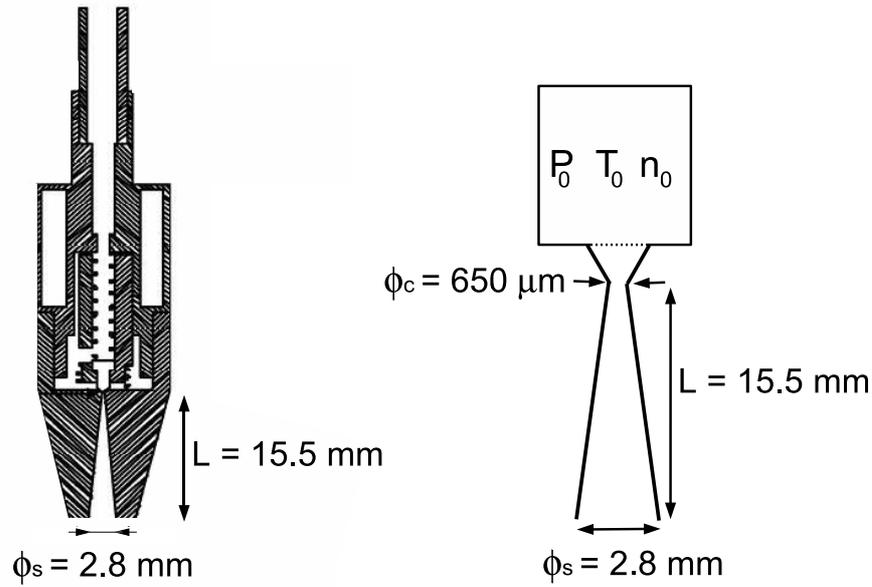


FIG. 6.2 – Dispositif de jet de gaz : (à gauche) coupe de la buse conique utilisée (source : [Caillaud 04]). (à droite) schéma de principe de la buse conique utilisée.

que nous contrôlons à l'aide d'une jauge et qui varie dans l'expérience entre 20 et 90 bar. L'ensemble du système buse-électrovanne est placé au centre de la chambre d'expérience à la température ambiante $T_0 = 293$ K.

Comme nous le montre la Fig. 6.2, la buse est constituée d'une première partie, appelée convergent, où la section diminue jusqu'au col d'un diamètre $\phi_c = (650 \pm 50) \mu\text{m}$. Dans cette partie, la vitesse du gaz augmente jusqu'à une vitesse maximal au col, qui peut aller jusqu'à la vitesse du son. Lorsque la vitesse est effectivement sonique au col, la buse est dite bloquée ou amorcée. Une seconde partie, le divergent, a une section croissante linéairement sur une longueur $L = (15.5 \pm 0.1)$ mm. Le diamètre de la section en sortie de buse est $\phi_s = (2.8 \pm 0.1)$ mm. Dans le divergent, le jet de gaz subit une détente adiabatique. Il devient supersonique, peu dense et froid. Nous utilisons la tuyère dans un régime stationnaire, *i.e.* que nous laissons un délai suffisant entre l'impulsion laser et l'ouverture de la buse pour que l'écoulement du jet de gaz ne varie plus au cours du temps. Le temps mis pour atteindre ce régime dépend du type d'électrovanne utilisé mais aussi de l'écoulement dans la tuyère. Dans nos conditions, il est typiquement de 2 ms. Le délai entre l'ouverture de l'électrovanne et l'impulsion laser a été fixé à 4 ms. Un retard trop grand est préjudiciable car le vide dans la chambre d'expérience ne pourrait être maintenu à un niveau suffisamment bas (inférieur à quelques 10^{-3} mbar) et ce malgré l'utilisation pendant l'impulsion d'une turbo-pompe.

Modélisation à une dimension de l'écoulement dans la tuyère

Initialement, la buse utilisée pour l'expérience n'a pu être caractérisée. Le dimensionnement de l'expérience a donc nécessité l'utilisation d'un modèle simple de détente adiabatique pour estimer la densité atomique du gaz en sortie de buse en fonction des conditions génératrices du jet. Nous présentons ici ce modèle, traité dans plusieurs ouvrages dédiés à l'aérodynamique [Prandl 40] et repris dans les Réfs. [Dorchies 03, Caillaud 04].

Le modèle repose sur une description en gaz parfait de l'écoulement, *i.e.* que nous supposons la loi d'état $P = n k_B T$, satisfaite dans toute la tuyère (ici, n est la densité atomique, P la pression, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann et T la température du fluide). Dans le réservoir de la buse, la densité initiale est alors en 10^{19} cm^{-3} , $n_0 = 2.47 P_0$, où P_0 est la pression amont exprimée en bar.

L'écoulement dans la tuyère satisfait aux trois équations de l'hydrodynamique, exprimées dans une forme similaire à celle présentée dans le Chap. 1 de ce manuscrit. *Dans la tuyère* et pour la limite stationnaire, l'équation de la conservation de la quantité de matière implique la conservation du flux le long de la tuyère $n S v = \text{cste}$, où v est la vitesse d'écoulement dans la tuyère et S la section de la tuyère au point considéré.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement en régime stationnaire s'écrit quant-à elle sous la forme de l'équation de Bernoulli généralisée $\int dP/n + v^2/2 = \text{cste}$.

Enfin, l'équation de conservation de l'énergie sous hypothèse de détente adiabatique et en l'absence de pertes thermiques par diffusion, *i.e.* sans échange d'énergie avec l'extérieur, mène à l'équation de Laplace $P n^{-\gamma} = \text{cste}$, où γ est l'indice polytropique du gaz ($\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique et $\gamma = 7/5$ pour un gaz diatomique).

Moyennant l'hypothèse que la buse est amorcée, *i.e.* que la pression amont est suffisante pour la vitesse d'échappement soit sonique au col, $v_c = (dP/dn)_c^{1/2} = \sqrt{2}/(\gamma + 1)^{1/2} c_0$, où c_0 est la vitesse du son dans le réservoir calculée pour la température T_0 , on montre que les propriétés du gaz en sortie de buse sont définies à partir des conditions amont par :

$$\left(\frac{n_{at}}{n_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{P_s}{P_0}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \left(\frac{T_s}{T_0}\right) = 2 \left[\frac{(\gamma-1)\gamma^{-1}}{(\gamma+1)\gamma+1}\right]^{1/2} \left(\frac{\phi_c}{\phi_s}\right)^{2\gamma-2}, \quad (6.1)$$

où n_{at} , P_s et T_s sont respectivement les densité atomique, pression et température du gaz en sortie de buse. Dans les conditions expérimentales, la densité atomique du jet de gaz en sortie est alors de l'ordre de $n_{at}[10^{19} \text{ cm}^{-3}] = (4.4 \pm 1.0) 10^{-2} P_0[\text{bar}]$, où l'incertitude provient de l'erreur possible sur la mesure des dimensions de la buse.

Ce type de modèle est particulièrement utile pour estimer la densité atomique en sortie de buse. Rappelons seulement qu'il néglige les effets de la viscosité du gaz, ainsi que sa condensation, laquelle peut intervenir si la température chute trop violemment

lors de la détente. Il ne prend pas non plus en compte la formation éventuelle de choc. Enfin, ce modèle n'est pas approprié pour décrire la détente hors de la buse. Cette détente n'est alors plus dépendante de la géométrie de la buse. Elle est gouvernée par un équilibre entre la pression du gaz et celle du milieu extérieur (de quelques 10^{-4} mbar dans l'expérience). Cette équilibre fait intervenir des chocs non pris en compte dans le modèle.

Caractérisation expérimentale du jet de gaz

Récemment, nous avons pu effectuer les mesures de densité atomique du jet de gaz en fonction de la pression amont grâce à un diagnostic d'interférométrie Mach-Zehnder mis en place au LULI. Le principe de la mesure est le suivant. A basse pression, l'indice optique d'un gaz η_{opt} varie en fonction de sa densité atomique n_{at} suivant la loi dite de Gladstone-Dale : $\eta_{opt} = 1 + g n_{at}$, où g est la constante de Gladstone-Dale du gaz. Cette constante, liée à la polarisabilité du gaz, est connue pour différents gaz, notamment pour l'Helium ($g = 1.30 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$) et pour l'Argon ($g = 2.10 \times 10^{-23} \text{ cm}^{-3}$). La mesure consiste à sonder le jet de gaz ejecté dans une chambre sous vide avec un laser de faible intensité, ici, un laser He-Ne. Lors de la traversée du jet de gaz, le faisceau laser subit un déphasage proportionnel à l'intégrale de l'indice optique le long du chemin optique. Ce déphasage peut être mesuré par l'utilisation d'un Mach-Zehnder. Moyennant des conditions de symétrie (le jet de gaz est supposé avoir une symétrie de révolution), il est possible de déduire du déphasage mesuré le profil de densité atomique du jet de gaz [Malka 00, Caillaud 04]. Ce travail a été réalisé à l'aide d'un logiciel développé au LULI.

Les mesures réalisées avec le gaz d'Helium n'ont pas été concluantes du fait de la faible polarisabilité de celui-ci. Nous présentons ici les mesures réalisées sur un gaz d'Argon qui permettent une mesure plus précise sans modifier l'hydrodynamique de l'écoulement.

Nous avons relevé, pour différentes pressions appliquées à la buse, le profil de la densité de gaz pour différentes distances à la sortie de buse. Les valeurs moyennes de ces quantités sur la zone de $160 \mu\text{m}$ de rayon correspondant à la tache focale sont consignées dans la Fig. 6.3. La barre d'erreur sur la mesure souligne juste l'écart possible du fait du profil transverse non constant au niveau de la tache focale. Nous retrouvons une évolution linéaire de la densité de gaz avec la pression amont. Le modèle analytique précédemment discuté permet d'obtenir rapidement une bonne estimation de la densité atomique en sortie.

L'ouverture du jet de gaz en sortie de buse peut être estimée à partir de la décroissance, à pression constante, de la densité en fonction de la distance à la sortie

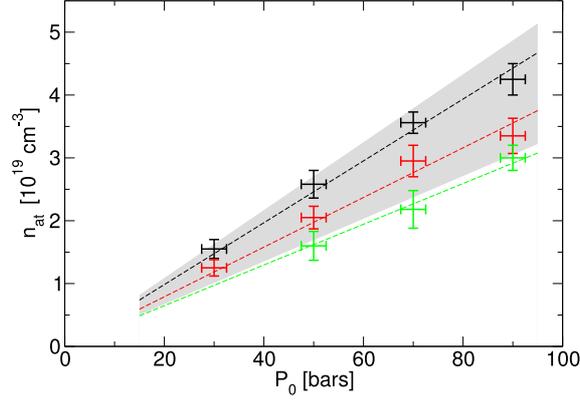


FIG. 6.3 – Evolution de la densité atomique moyenne du jet de gaz en fonction de la pression amont exercée sur la buse, pour différentes distances à la sortie de buse : 1.5 mm (noir), 3.0 mm (rouge) et 4.5 mm (vert). L'estimation théorique de la densité atomique en sortie de buse, en fonction de la pression amont, apparaît en grisé. L'étalement est dû à l'incertitude sur les dimensions de la buse.

de buse. On trouve alors une angle d'ouverture de 13 deg environ, inférieur à l'angle d'ouverture de la buse⁴ $\theta_B \simeq 20$ deg.

Cette caractérisation du jet de gaz est une première étape vers l'obtention des conditions d'interaction. Nous allons maintenant estimer les effets de l'ionisation et du chauffage du plasma.

6.2.2 Modélisation du chauffage et estimation des conditions d'interaction

Nous allons maintenant estimer les conditions de température et de densité électroniques, après chauffage par le plateau laser, au moment où le pic d'intensité laser vient interagir avec le plasma d'Helium. Nous présentons une première approche, analytique, qui permet de décrire le chauffage par Bremsstrahlung inverse du plasma. Des simulations réalisées avec le code hydrodynamique CHIC sont ensuite discutées. Elles soulignent la nécessité de prendre en compte les effets de détente transverse pour la caractérisation du plasma.

⁴Comme nous l'avons mentionné, la détente dans le vide de la chambre d'expérience ne peut être décrite par le modèle monodimensionnel précédent. L'écoulement a alors une divergence qui ne dépend plus du profil de la buse mais d'un équilibre entre la pression du jet de gaz et la pression extérieure de la chambre d'expérience.

Modélisation analytique du chauffage

Lors de la préparation de l'expérience, la température électronique a été estimée en supposant le plasma immobile et complètement ionisé, puis chauffé par absorption du plateau laser *via* le mécanisme de Bremsstrahlung inverse. Nous reprenons un modèle initialement présenté dans la Réf. [Denavit 94] et repris dans la Réf. [Malka 01].

En négligeant le travail des forces de pression et la conduction de la chaleur, l'Eq. (1.18) d'évolution de la température sous l'effet du Bremsstrahlung inverse s'écrit :

$$\frac{d}{dt}T_e = \frac{2}{3} \nu_{ei} \frac{I}{c n_c}, \quad (6.2)$$

où $\nu_{ei}[\text{s}] \simeq 2.9 \times 10^{-6} n_0 Z \ln \Lambda T_e^{-3/2}$ est la fréquence de collision électron-ion, où les densités et température électroniques sont exprimées en cm^{-3} et eV respectivement. En exprimant ainsi la fréquence de collision électron-ion, puis en intégrant sur la durée du chauffage, nous obtenons la température électronique du plasma⁵ :

$$T_e(t) = \left[T_e^{5/2}(0) + 1025 Z \ln \Lambda \frac{n_0}{n_c} \int_0^t dt' \langle I(t') \rangle \right]^{2/5}. \quad (6.3)$$

En négligeant la température initiale et en considérant que le logarithme Coulombien du plasma est compris entre 5 et 9 pour les conditions de plasma qui nous sont accessibles, nous obtenons un encadrement pour la température électronique :

$$58 \left(Z \frac{n_0}{n_c} \int_0^t dt' \langle I_{13}(t') \rangle \right)^{2/5} \leq T_e(t) \leq 74 \left(Z \frac{n_0}{n_c} \int_0^t dt' \langle I_{13}(t') \rangle \right)^{2/5}, \quad (6.4)$$

où T_e est exprimée en eV, l'intensité moyenne $\langle I_{13} \rangle$ en 10^{13} W/cm^2 et le temps en ps.

La figure 6.4 montre l'évolution de la température électronique d'un plasma d'Helium de densité atomique initiale $n_{at} = 2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, sous l'effet d'un éclairage laser de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Le plasma étant complètement ionisé, sa densité électronique est de l'ordre de $0.04 n_c$. Après 2.5 ns, la température du plasma avoisine les 500 eV. Ces résultats analytiques sont comparés aux simulations monodimensionnelles réalisées avec le code hydrodynamique CHIVAS. Ce code considère le plasma initialement complètement ionisé et prend en compte le travail des forces de pression dans l'équation d'énergie. La réponse hydrodynamique du plasma et la conduction de la chaleur dans la direction longitudinale sont elles aussi prises en compte. Du fait de la longueur importante du plasma, quelques millimètres, ces effets restent négligeables et nous retrouvons un bon accord avec nos estimations.

Dans la Réf. [Malka 01], ce modèle de chauffage est confronté à des données expérimentales obtenues avec des intensités laser de quelques 10^{14} W/cm^2 et des temps

⁵La dépendance temporelle du logarithme Coulombien est négligée du fait de sa faible dépendance avec la température $\ln \Lambda \simeq 24 + \ln T_e / \sqrt{n_e}$, pour $T_e > 40 \text{ eV}$ et n_e en cm^{-3} .

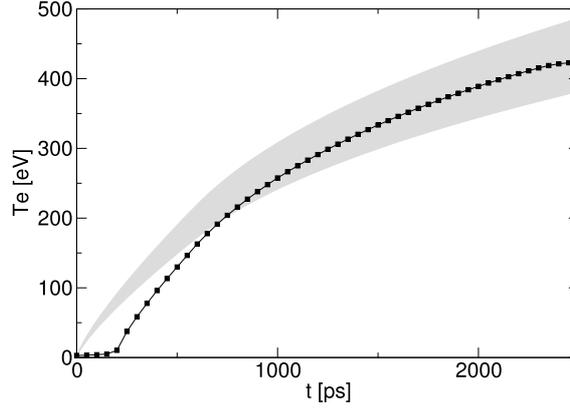


FIG. 6.4 – Evolution au cours du temps de la température électronique du fait de l’absorption par Bremsstrahlung inverse d’un plateau laser d’intensité constante $\langle I \rangle = 5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (zone grisée) et comparaison aux simulations CHIVAS (courbe pleine). La densité atomique du plasma est de $2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une pression amont de l’ordre de 50 bar environ.

d’éclairement de l’ordre de 600 ps. Une bonne concordance avec l’expérience est trouvée.

Cependant, cette modélisation reste limitée à des temps suffisamment courts pour que la détente transverse du plasma puisse être négligée. Typiquement, pour des températures telles qu’elles sont estimées précédemment, le temps de réponse hydrodynamique est celui qu’il faut à l’onde acoustique pour traverser le faisceau de largeur caractéristique $L_0 \simeq 160 \mu\text{m}$, soit $L_0/c_s \simeq 1 \text{ ns}$. Or le faisceau de chauffage a une durée bien supérieure, de l’ordre de 2.5 ns, et la réponse transverse du plasma n’est plus négligeable. Nous allons maintenant discuter de ces effets bi-dimensionnels qui n’ont pu être pris en compte que récemment.

Simulations CHIC hydrodynamiques à deux dimensions

Des simulations hydrodynamiques à deux dimensions (une dimension de propagation, plus une dimension radiale) ont été réalisées avec le code hydrodynamique CHIC [Abgrall 07]. Dans ces simulations, le laser est traité dans le cadre de l’optique géométrique par un *ray-tracing* 3D. Ce type de modélisation ne permet pas la prise en compte des effets microscopiques de l’interaction laser-plasma, mais permet de rendre compte de la réfraction dans le plasma. Ce dernier est traité à l’aide d’une modélisation hydrodynamique Lagrangienne complétée d’une équation de gaz parfait⁶. La description de l’ionisation est faite en assimilant le mélange gaz-plasma à un plasma de charge moyenne Z évoluant en espace et en temps [More 88]. Le transport de la cha-

⁶La description en gaz parfait d’un plasma aussi peu dense que le notre est justifiée pour des températures supérieures à quelques eV.

leur repose sur une description de Spitzer-Härm avec limiteur de flux (*cf.* Sec. 1.1.2). Nous avons réalisé des simulations avec la modélisation non-locale proposée dans la Réf. [Schurtz 00]. Dans les conditions qui nous intéressent, elles montrent des résultats similaires à ceux obtenus avec le modèle de limiteur.

Les Figs. 6.5a et 6.5b montrent respectivement l'évolution temporelle de la densité et de la température électronique pour le cas où l'intensité laser est de l'ordre de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ et la densité atomique initiale du jet de gaz est de 2.1 et $3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (soit des pressions amont de 50 et 100 bar, environ). L'évolution temporelle de l'état de charge moyen Z du plasma est insérée dans la Fig. 6.5a pour ces deux densités. A basse densité, $n_{at} \simeq 2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (courbe pleine), l'ionisation du plasma est très rapide. Elle apparaît sur un temps de l'ordre de 150 ps. A plus forte densité, $n_{at} \simeq 3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, l'ionisation est retardée du fait de la vitesse finie de l'onde d'ionisation⁷ (nous l'estimons ici à environ $7.5 \mu\text{m/ps}$). L'ionisation n'apparaît qu'au bout de 270 ps et est alors quasi-immédiate. Lors de l'ionisation, la densité électronique croît rapidement jusqu'à sa valeur maximale, de l'ordre de $2 n_{at}$ et reste quasi-constante pendant la première nanoseconde. De même, la température électronique croît avant l'apparition des effets hydrodynamiques transverses de manière analogue à ce qui a été observé en une dimension (*cf.* Fig. 6.4). Puis, les effets de détente transverse du plasma et de conduction thermique apparaissent. La densité électronique au centre du plasma décroît alors que des ondes de compression apparaissent aux bords du plasma (Fig. 6.5c). La température électronique sature puis décroît lentement (*cf.* Fig. 6.5b) sous l'effet de la conduction transverse de la chaleur et de la baisse de l'absorption Bremsstrahlung inverse du fait de la température importante et de la diminution de la densité électronique (*cf.* insertion dans la Fig. 6.5b).

Remarque sur les mécanismes responsables de l'ionisation du plasma

A ce niveau, il nous faut souligner qu'un mécanisme important n'est pas pris en compte dans les simulations hydrodynamiques du code CHIC. Le modèle de Thomas-Fermi qui permet la description du plasma par un Z moyen fournit un nombre de charge de l'ordre de $Z \simeq 0.1$ avant même l'arrivée du laser. Pour des densités de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} , la densité électronique initiale est donc de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , ce qui est très largement surestimé.

Dans les conditions qui sont les nôtres, l'ionisation multiphotonique [Nuter 04] initie l'ionisation par avalanche du plasma. Nous proposons ici un modèle tiré de

⁷Dans les simulations, les premiers instants de l'interaction du laser avec le jet de gaz voient la création d'un plasma qui absorbe complètement l'onde laser par Bremsstrahlung inverse. Le chauffage du plasma entraîne une diminution de l'absorption du laser, lequel peut alors se propager plus profondément dans le plasma. Le phénomène, accompagné d'une ionisation collisionnelle du plasma, se propage de proche en proche. On parle d'onde d'ionisation.

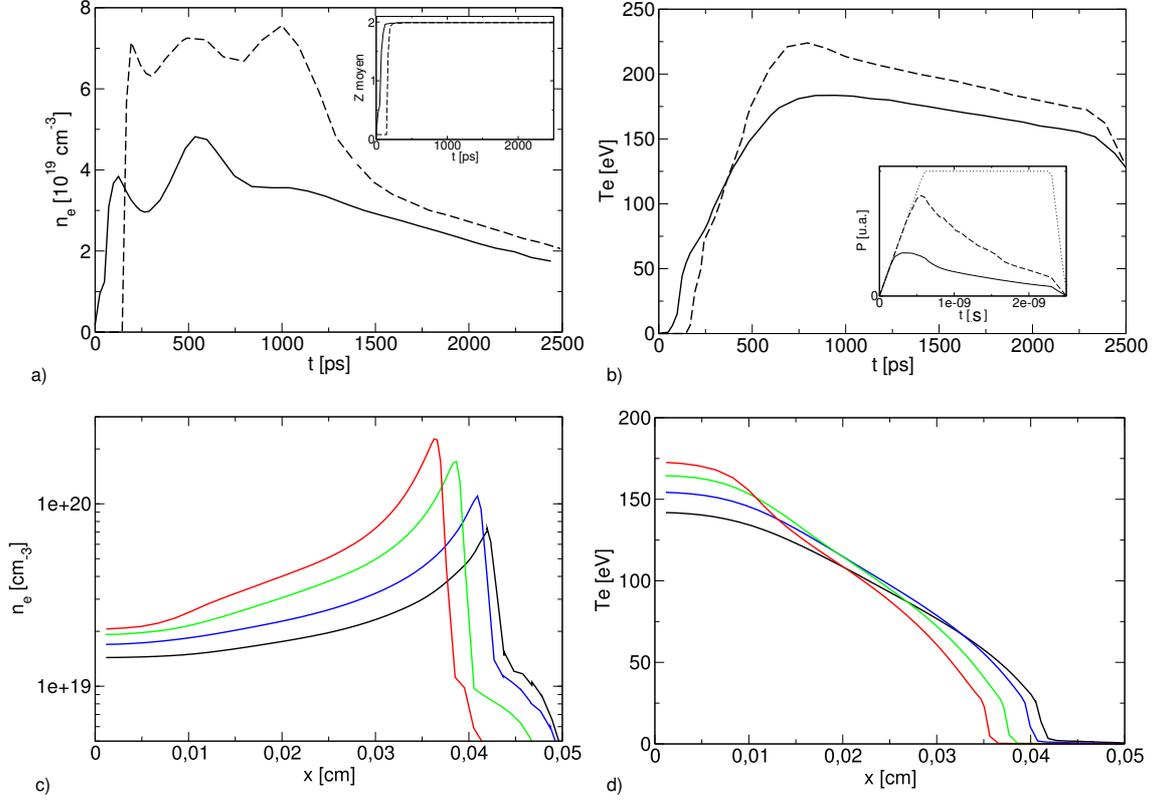


FIG. 6.5 – a) Evolution temporelle de la densité électronique *au centre du plasma* pour une densité atomique $n_{at} \simeq 2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ soit $P \simeq 50 \text{ bar}$ (courbe pleine) et $n_{at} \simeq 3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ soit $P \simeq 100 \text{ bar}$ (courbe discontinue). Insertion : évolution temporelle du nombre de charge moyen Z correspondant sous l'effet de l'ionisation. b) Evolution temporelle de la température électronique pour une densité atomique $n_{at} \simeq 2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ soit $P \simeq 50 \text{ bar}$ (courbe pleine) et $n_{at} \simeq 3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ soit $P \simeq 100 \text{ bar}$ (courbe discontinue). Insertion : évolution temporelle de la puissance laser absorbée (courbe pleine et discontinue) et de la puissance laser incidente (courbe pointillés). c) Profil transverse de la densité électronique après 2.3 ns de chauffage pour différentes densités atomiques initiales. d) Profil transverse de la température électronique après 2.5 ns de chauffage pour différentes densités électroniques initiales. Pour les figures c) et d), les densités atomiques initiales sont $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (noir), $2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (bleu), $3.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (vert) et $3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (rouge). Sur l'ensemble des figures, l'intensité laser moyenne est de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

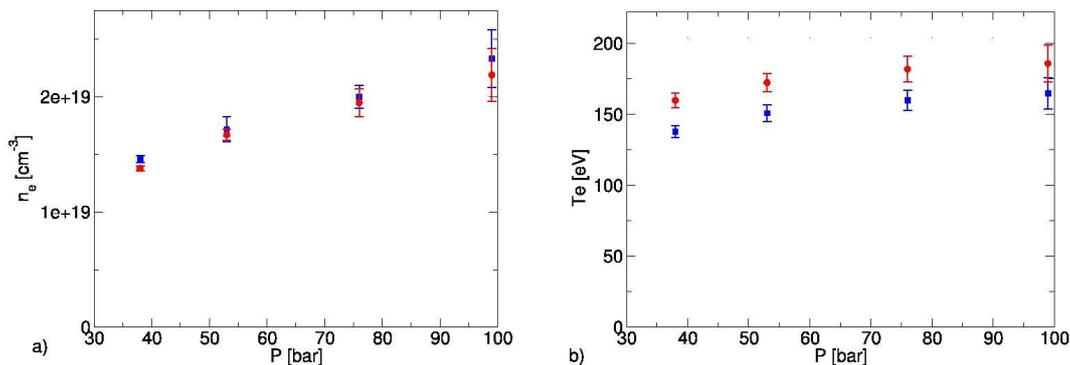


FIG. 6.6 – Densité a) et température b) électroniques moyennes *au centre du plasma* après chauffage par le plateau en fonction de la pression amont. Les simulations CHIC ont été réalisées avec une intensité moyenne de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (bleu) et 10^{13} W/cm^2 (rouge). Les incertitudes rendent compte du profil transverse non constant au niveau du laser (*cf.* Figs. 6.5c et 6.5d).

la Réf. [Batani 07] qui nous permet d'estimer le temps nécessaire pour atteindre un nombre de charge moyen de $Z = 0.1$. Nous montrons ainsi que l'erreur commise en prenant les résultats des simulations CHIC pour les densité et température électroniques est faible.

Considérons donc un gaz de densité atomique n_{at} de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} soumis à un champ laser de pulsation ω_0 . L'évolution de la densité électronique découle de la création d'électrons libres par le phénomène d'ionisation multiphotonique lesquels, en oscillant dans le champ laser à la vitesse $v_{osc} = 4\phi_p/m_e$ (où $\phi_p = I/(2cn_c)$ est le potentiel pondéromoteur et m_e est la masse de l'électron) induisent par leurs collisions avec les atomes l'ionisation du plasma :

$$\partial_t n_e(t) = W_{MPI} n_{at} + \sigma_{e-a} v_{osc} n_{at} \frac{\phi_p}{U_I} n_e(t), \quad (6.5)$$

où $\sigma = \pi a_B^2$ est la section efficace de collision électron-atome faisant intervenir le rayon de Bohr $a_B \simeq 0.53 \text{ \AA}$, $U_I = 24.6 \text{ eV}$ est le potentiel d'ionisation pour l'Helium et [Batani 07] :

$$W_{MPI} = b \omega_0 N^{3/2} \left(\frac{1.36 \phi_p}{U_I + \phi_p} \right)^N \quad (6.6)$$

est le taux d'ionisation multiphotonique avec b un paramètre de l'ordre de l'unité et $N = 21$ le nombre de photons nécessaires à l'ionisation de l'Helium dans nos conditions. Dans la phase dite d'avalanche de l'ionisation, la densité atomique peut être considérée comme constante. En divisant l'Eq. (6.5) par n_{at} et en résolvant l'équation différentielle

du premier ordre en temps obtenue, nous obtenons l'évolution temporelle du nombre de charge moyen :

$$Z(t) = \frac{W_{MPI}}{\sigma_{e-a} v_{osc} n_{at} (\phi_p/U_I)} \left[\exp\left(\sigma_{e-a} v_{osc} n_{at} \frac{\phi_p}{U_I} t\right) - 1 \right]. \quad (6.7)$$

Dans l'expérience, cette phase de l'ionisation se produit dans les speckles dont l'intensité est environ 5 fois l'intensité moyenne. Dans ces conditions, le temps nécessaire à l'obtention d'un nombre de charge de 0.1 est de l'ordre de 1.1 ns.

Ainsi, les simulations CHIC anticipent d'une nanoseconde environ l'ionisation du plasma. Comme nous le montrent les Figs. 6.5a et 6.5b, un tel retard ne modifie pas fortement les conditions de l'interaction.

Ainsi, les simulations CHIC nous permettent de connaître pour différentes pressions exercées sur la buse et différentes intensités du laser de chauffage, quelles sont les densité et température électroniques correspondantes. Les Figs. 6.6a et 6.6b récapitulent ces résultats. Nous pouvons ainsi évaluer la puissance critique d'autofocalisation $P_c[\text{MW}] = 33.6 T_e[\text{keV}] (n_c/n_0) \sqrt{1 - n_0/n_c}$. Dans nos conditions, cette puissance varie entre 200 et 350 MW.

6.3 Résultats expérimentaux et comparaison aux simulations PARAX

Nous discutons maintenant des résultats expérimentaux obtenus lors de la campagne de lissage par plasma sur ALISE. Des simulations PARAX ont été réalisées dans les conditions décrites dans les sections précédentes. Nous discutons de leur comparaison avec l'expérience.

6.3.1 Mise en évidence qualitative du lissage : imagerie 2D intégrée en temps

L'incohérence induite par le plasma de la lumière laser est en premier lieu mise en évidence par le diagnostic d'imagerie 2D intégrée en temps. Le lissage temporel induit se traduit par une diminution du contraste intégré (1.109) de la lumière transmise.

Lors de la propagation du laser dans le vide, ce contraste est élevé, de l'ordre de 85 % (*cf.* Fig.6.7a), proche des 100 % théorique pour une figure de speckles stationnaire⁸. De

⁸Dans la Réf. [Videau 01], l'auteur montre que le rapport entre contraste réel et contraste mesuré est $1 + \alpha r_x^2/\rho_{sp}^2$, où $\alpha \lesssim 1$ est un facteur dépendant de la géométrie de l'optique utilisée et r_x est la résolution du dispositif d'imagerie. L'ouverture du système de reprise étant supérieure à celle du système de focalisation, cette résolution est liée au pixel de la caméra CCD. Dans nos conditions, où $1 \text{ px} \simeq 0.5 \mu\text{m}$, le rapport entre les deux contrastes est de l'ordre de 1 à mieux que 2%.

même, la transmission mesurée dans l'axe du système de reprise est totale (une fois les corrections liées aux réflexions sur les différents éléments optiques prises en compte).

Une première série de tirs à intensité laser constante et égale à $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ a été effectuée afin de caractériser l'interaction du plateau de chauffage seul avec le plasma (*cf.* Fig. 6.7b). L'analyse de la lumière transmise voit un contraste réduit d'une valeur proche de 85% dans le vide à un niveau légèrement supérieur à 30% après propagation du plateau seul dans le plasma. Plusieurs effets peuvent être à l'origine de cette réduction du contraste, et notamment un lissage temporel du faisceau laser par le plasma. Cependant, des observations complémentaires que nous discutons plus loin nous permettent d'affirmer que le temps de cohérence de la lumière transmise n'est pas réduit à moins que quelques centaines de picoseconde. La réduction observée du contraste intégré est en effet une conséquence du caractère diffusif du plasma (les inhomogénéités de la densité électronique et donc de l'indice optique du plasma peuvent être importantes lors de la phase de création et de chauffage de celui-ci), de la réfraction linéaire dans le plasma (lors de la détente hydrodynamique du plasma, la densité électronique baisse au centre du faisceau alors qu'elle est plus élevée sur les bords, ce qui entraîne un effet de lentille divergente pouvant modifier la propagation du laser sur des temps de plusieurs centaines de picosecondes) mais aussi du fait de l'absorption de la lumière laser par le plasma.

Cette absorption peut être estimée pour différents tirs plateau à partir des mesures de l'énergie transmise et de l'énergie rétrodiffusée. Bien sûr, nous n'avons pas de mesure pour l'énergie diffusée hors des cônes incident ou de focalisation. Dès lors, cette part de l'énergie est prise en compte dans l'absorption, laquelle est légèrement surestimée. La Fig. 6.8 montre l'évolution de l'absorption pour des tirs d'une intensité constante de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, pour différentes pressions de gaz, *i.e.* différentes densités atomiques initiales. Si ce n'est la légère surestimation de l'absorption à laquelle nous pouvons nous attendre, ces mesures montrent une bonne adéquation avec les calculs d'absorption issus des simulations hydrodynamiques avec le code CHIC. L'absorption étant une quantité qui dépend à la fois de la densité et de la température du plasma, les conditions d'interaction établies à partir des simulations CHIC semblent donc pertinentes.

Revenons en maintenant aux cas où l'impulsion laser contient à la fois un plateau pour la création et le chauffage du plasma et une composante à plus haute intensité pour l'interaction. Comme nous le montrent les Figs. 6.7c et 6.7d, le contraste de la lumière est fortement réduit après propagation dans un gaz. A conditions laser équivalentes, nous avons pour ces deux figures une intensité dans le plateau de $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ et une intensité dans le pic de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, le contraste intégré est d'autant plus réduit que la densité de plasma est grande. Pour une pression de 35 bars et un rapport $\langle P_{sp} \rangle / P_c \simeq 0.1$ (Fig. 6.7c), nous obtenons un contraste de l'ordre de 23%.

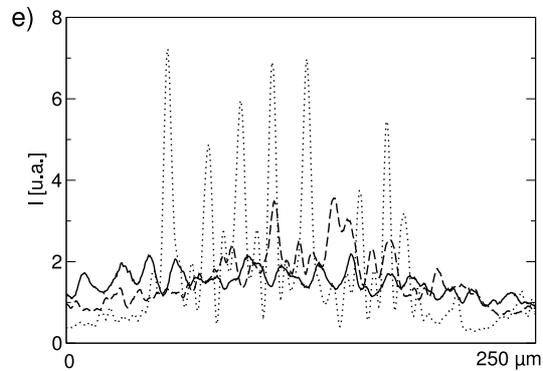
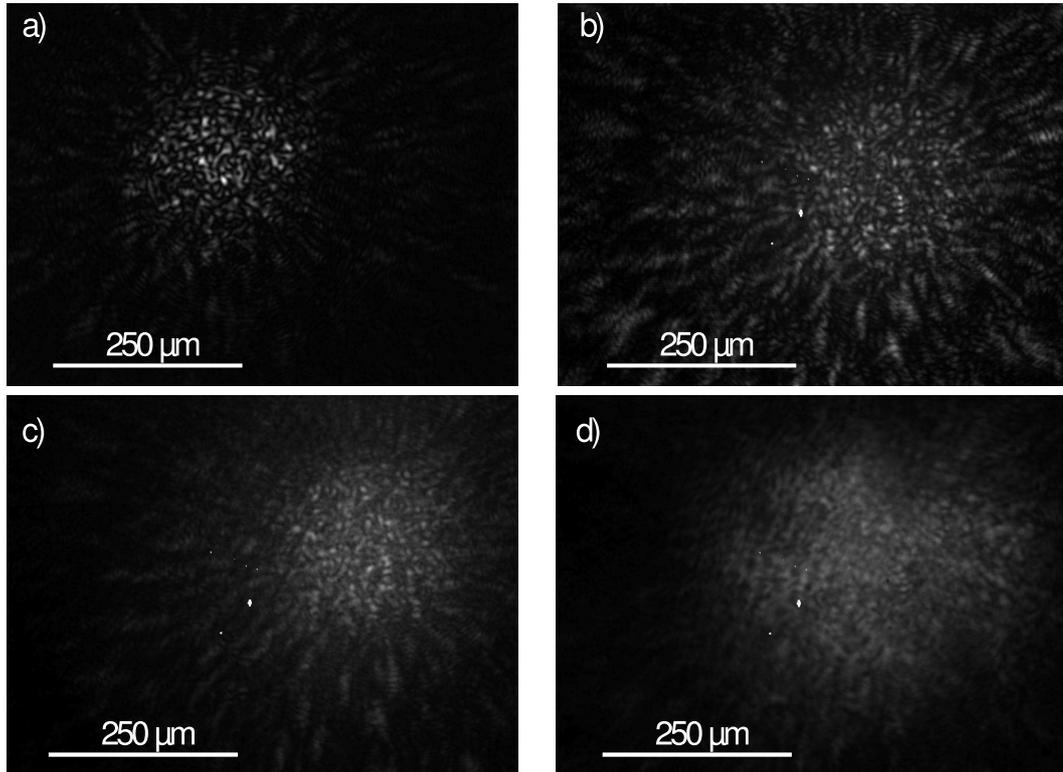


FIG. 6.7 – Imagerie 2D intégrée sur l'ensemble de l'impulsion laser du faisceau laser transmis après propagation dans : a) le vide b) pour un tir avec la composante plateau uniquement dans un gaz de densité électronique $n_e \simeq 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ c) un gaz de densité électronique $n_e \simeq 1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (*i.e.* une pression amont sur la buse de 35 bars environ) d) un gaz de densité électronique $n_e \simeq 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (*i.e.* une pression amont sur la buse de 90 bars environ). e) Coupe horizontale de l'intensité laser intégrée en temps pour ces différents cas (vide : courbe pointillet, $n_e \simeq 1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ courbe discontinue et $n_e \simeq 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ courbe pleine).

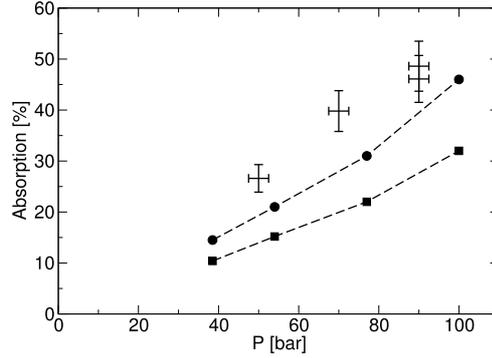


FIG. 6.8 – Evolution en fonction de la pression amont de l’absorption laser estimée à partir des mesures ALISE et comparaison aux simulations hydrodynamiques 2D réalisées avec le code CHIC. Les cercles correspondent à une intensité moyenne dans le plateau de 5×10^{12} W/cm², les carrés à une intensité moyenne dans le plateau de 10^{13} W/cm². A noter que l’estimation de l’absorption dans l’expérience ne prend en compte ni la réfraction du plasma, ni la diffusion sur les inhomogénéités du plasma.

Pour une pression de 90 bars et un rapport $\langle P_{sp} \rangle / P_c \simeq 0.14$ (Fig. 6.7d), le contraste est réduit jusqu’à 16 %.

De l’imagerie 2D, nous obtenons aussi qu’à mesure que la pression exercée sur la buse augmente, le faisceau laser transmis voit sa section transverse augmenter sous l’effet de la réfraction et des diffusions accrues. Les bords du faisceau d’interaction apparaissent aussi plus raides, sur l’ensemble des tirs à haute densité, que sur les tirs à vide ou dans des plasmas de basse densité⁹. Nous présentons une explication à ce phénomène obtenue à partir des données d’ombroscopie dans la prochaine section.

L’absence de résolution temporelle sur ce diagnostic implique que le signal du plateau, à fort contraste, ne peut être distingué de celui du pic.

6.3.2 Ombroscopie du plasma

Afin d’observer le plasma au moment de l’interaction du pic laser, un diagnostic d’ombroscopie a été utilisé. Nous présentons succinctement le principe de cette mesure avant de discuter des conclusions auxquelles elle nous a permis d’aboutir.

La méthode d’ombroscopie repose sur le fait que les rayons lumineux d’une source lumineuse éclairant en lumière parallèle un milieu d’indice optique η_{opt} inhomogène sont déviés par les gradients de l’indice rencontrés tout au long de la trajectoire. Pour

⁹Nous avons en effet souligné en début de chapitre, que la tache focale proprement dite ne contient que 45 % de l’énergie totale. Cela signifie que 55 % de cette énergie se trouve redistribuée hors de la tache focale.

de faibles déviations, l'angle de déviation s'écrit [Caillaud 04] :

$$\alpha = \int_0^L dy \frac{1}{\eta_{opt}} \frac{d\eta_{opt}}{dx}, \quad (6.8)$$

où L est la longueur du milieu traversé, y et x étant respectivement la direction de propagation de la sonde et la direction perpendiculaire aux directions de propagation de la sonde et du faisceau d'interaction¹⁰ (*cf.* Fig.6.9).

Lors de notre campagne expérimentale, la source de lumière parallèle est obtenue en prélevant une partie à faible intensité du faisceau incident. Cette lumière est alors doublée en fréquence ($\lambda_s = 0.53 \mu\text{m}$). Ceci permet d'avoir une sonde synchronisée avec le pic d'intensité du faisceau d'interaction. Le milieu sondé est le plasma créé par l'interaction du faisceau de chauffage avec le jet de gaz et dont l'indice varie avec la densité électronique $\eta_{opt} = (1 - n_e/n_c^s)^{1/2}$, où $n_c^s = 3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ est la densité critique pour le faisceau sonde. Les rayons lumineux de la sonde sont donc principalement déviés par les bords du plasma, où les variations de la densité électronique et donc de l'indice optique sont les plus fortes. La technique d'ombroscopie consiste à reprendre la lumière transmise par une lentille. Un diaphragme placé au foyer de cette lentille permet d'éliminer les rayons réfractés¹¹ alors que les rayons non réfractés sont imagés sur une caméra CCD. Les bords du plasma apparaissent ainsi comme une zone sombre.

Les Figs. 6.10a et 6.10b correspondent respectivement aux résultats de l'ombroscopie pour les cas précédemment étudiés où la pression amont est respectivement de 35 et 90 bar, *i.e.* pour des rapports $\langle P_{sp} \rangle / P_c$ de 0.1 et 0.14, respectivement. La buse du jet de gaz apparaît en haut de l'image et le laser se propage de la gauche vers la droite. Sur le tir à basse densité/pression, les bords du plasma apparaissent clairement. Les dimensions du plasma peuvent être estimées à $(800 \pm 100) \mu\text{m}$ dans la direction transverse contre $(2.9 \pm 0.1) \text{ mm}$ dans la direction de propagation du laser. Il est intéressant de noter que cette largeur du plasma correspond aux simulations réalisées avec le code CHIC et présentées sur la Fig. 6.5c. Ceci constitue une confirmation supplémentaire de la pertinence de ces simulations. A plus haute pression/densité, des observations similaires sont faites (*cf.* Fig. 6.10b), si ce n'est qu'une zone sombre, large de 2 mm environ apparaît sur les premiers 1.5 mm de propagation du laser. Les rayons lumineux sont donc fortement réfractés sur tout cette zone, ce qui traduit la présence de fortes inhomogénéités du plasma en début de propagation.

¹⁰Les déviations des rayons lumineux de la sonde dans la direction de propagation du laser d'interaction sont négligés car les variations de l'indice dans cette direction sont moindres que dans la direction perpendiculaire.

¹¹Au contraire, un obstacle placé sur l'axe optique au meilleur foyer aurait permis d'éliminer les rayons non réfractés : on parle alors de strioscopie. Les bords du plasma y apparaissent lumineux.

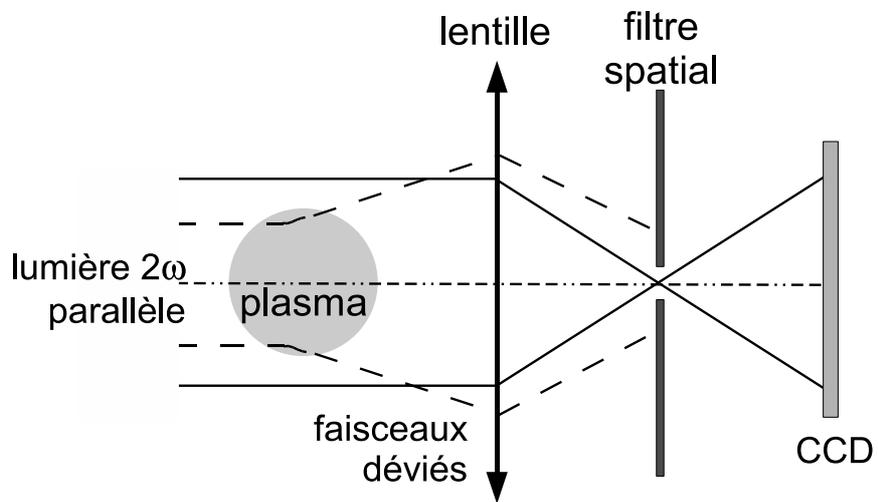


FIG. 6.9 – Schéma de principe du diagnostic d’ombroscopie utilisé sur l’installation ALISE.

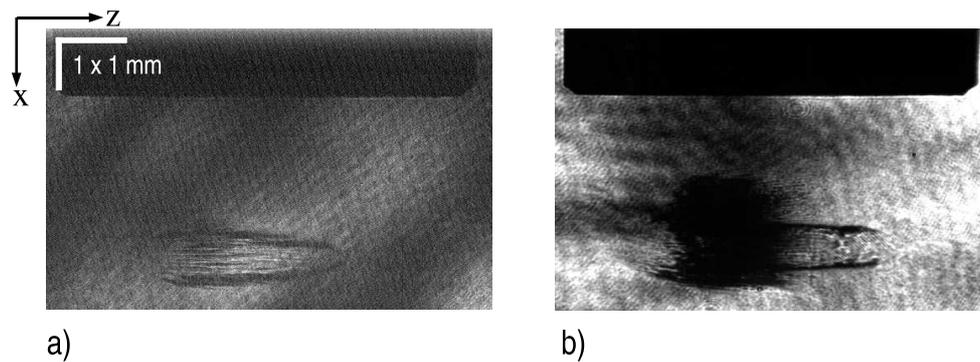


FIG. 6.10 – Imagerie du plasma par le diagnostic d’ombroscopie. La buse du jet de gaz apparaît en haut de l’image. Le jet de gaz se détend de haut en bas alors que le laser se propage de gauche à droite. a) cas où la pression amont est de 35 bar. b) cas où la pression amont est de 90 bars.

Tout porte à croire que ces inhomogénéités dans la densité du plasma sont dues à l'énergie laser importante dans les ailes du faisceau laser. Les bords du faisceau laser vont en effet ioniser partiellement le plasma et ce d'autant plus facilement que la densité de gaz est élevée (l'ionisation collisionnelle est en effet à la densité du plasma). La distribution d'intensité laser dans ces ailes est très inhomogène. Il en va de même du plasma créé par elle. Les rayons de la sonde y sont fortement réfractés et la zone sombre apparaît au début de la propagation du laser.

Naturellement, le plasma a pour effet d'absorber l'énergie laser sur les bords de la tache. Après une certaine distance de propagation, l'énergie laser des bords de tache est suffisamment absorbée pour que d'une part, le plasma ne soit plus ionisé (la zone d'ombre disparaît) et d'autre part, que les ailes de la tache focale soient fortement réduites en lumière transmise (se reporter aux observations mentionnées dans la Sec. 6.3.1). Enfin, cette interprétation des mesures d'ombroscopie est confortée par l'observation que la zone sombre s'étend essentiellement dans le jet de gaz entre la buse et le laser, pour lequel les densités atomiques et donc l'ionisation à intensité constante sont les plus élevées.

6.3.3 Informations apportées par le diagnostic d'autocorrélation

Les références [Michel 03a, Michel 04] rendent compte des premières mesures expérimentales de la cohérence spatiale d'un laser après interaction avec un plasma. La technique utilisée dans ces références pour la mesure du rayon de cohérence de la lumière transmise requiert plusieurs tirs laser et une résolution temporelle sur l'imagerie du diagnostic meilleure que le temps de cohérence. Lors de l'expérience ALISE, nous avons utilisé pour la première fois dans une expérience de physique des plasmas, un diagnostic permettant une mesure de la cohérence spatiale du faisceau transmis [Surville 05] en un seul tir. En voici le principe.

La lumière transmise est envoyée, après collection par le système de reprise, sur un interféromètre de type Mach-Zehnder (*cf.* Fig. 6.11). Nous notons $E(t, x, y)$ le champ électrique en entrée de chaque bras. Sur le premier bras, un retard τ peut éventuellement être introduit par l'ajout de chemin optique. Nous retrouvons alors au temps t , en sortie de ce bras, un champ $E(t - \tau, x, y)$. Sur le second bras, un système optique permet d'inverser le champ proche suivant la direction perpendiculaire x . En sortie de ce bras, le champ électrique s'écrit donc $E(t, -x, y)$. Le champ en sortie de l'interféromètre est la somme des champs en sortie des deux bras. Une caméra CCD fournit une mesure du signal obtenu intégré en temps. Si la cohérence temporelle du faisceau est suffisamment réduite, *i.e.* si le temps de cohérence du signal est bien inférieur à la durée de l'intégration du signal par la caméra, alors le principe d'ergodicité nous permet d'assimiler l'intégration sur le temps à une moyenne statistique. L'intensité

mesurée prend alors la forme :

$$I(x, y) = \langle I(x, y) \rangle + \langle I(-x, y) \rangle + c \epsilon_0 \operatorname{Re} \langle E(t - \tau, x, y) E^*(t, -x, y) \rangle. \quad (6.9)$$

Nous voyons ainsi apparaître la partie réelle de la fonction d'autocorrélation spatio-temporelle du faisceau¹². Sur l'image issue de la caméra CCD, cette fonction de corrélation apparaît comme une frange verticale centrale (*cf.* Fig. 6.12b). Il est important de noter que, dans le cas où le laser est temporellement cohérent, l'intégration sur le temps n'est en rien assimilable à une moyenne et le dernier terme de l'Eq. (6.9) est alors aléatoire. Si ce n'est une propriété de symétrie évidente, l'imagerie obtenue sur la CCD ne présente pas dans ce cas de frange centrale. Bien sûr, pour un tir donné, le retard τ entre les deux bras est fixé. Cela implique que la mesure du temps de cohérence par cette méthode requiert plusieurs tirs laser dans les mêmes conditions d'interaction. Pour ce qui nous concerne, nous n'avons pas cherché à mesurer le temps de cohérence de la lumière transmise. Nous n'avons donc introduit aucun retard entre les deux bras ($\tau = 0$) et nous sommes intéressés aux propriétés de cohérence purement spatiale du champ électrique.

Lors de la propagation des faisceaux laser dans le plasma avec les rapports $\langle P_{sp}/P_c \rangle \simeq 0.1$ et $\langle P_{sp}/P_c \rangle \simeq 0.14$, nous avons observé une forte diminution du contraste intégré de la lumière transmise. Nous avons associé cet effet à l'apparition d'un lissage temporel induit par le plasma. Le diagnostic d'autocorrélation montre clairement l'apparition d'une frange centrale (*cf.* Fig. 6.12b). Cette frange est l'indication que la cohérence temporelle de la lumière transmise est fortement réduite.

Au contraire, lors des mesures d'interaction du plateau seul avec le plasma, nous avons mentionné dans la Sec. 6.3.1 que la cohérence temporelle n'était pas modifiée. Ceci est confirmé par l'absence de frange sur le diagnostic d'autocorrélation (*cf.* Fig. 6.12a). Il en va de même des mesures faites après propagation dans le vide ou sous des conditions d'interaction trop faibles pour que le lissage induit par le plasma soit possible.

Hélas, si le diagnostic a permis de discriminer les cas pour lesquels le lissage temporel de la lumière transmise était effectif des cas pour lesquels il n'y avait pas de réduction de la cohérence temporelle, les mesures de largeur de cohérence n'ont elles pas donné les résultats initialement escomptés. La trop faible ouverture du système de reprise n'a pas permis de mesurer de façon satisfaisante une modification de la largeur de cohérence de la lumière transmise. Des tirs ont été réalisés en diaphragmant le faisceau incident afin d'élargir la taille du speckle après focalisation, mais les variations

¹²Dans la Réf. [Surville 05], l'auteur indique comment il est possible de mesurer le module de cette fonction d'autocorrélation par l'utilisation d'un cristal doubleur. Dans le cas d'une figure de tavelures suivant une statistique Gaussienne, les propriétés de cohérence spatiale du laser sont alors entièrement caractérisées.

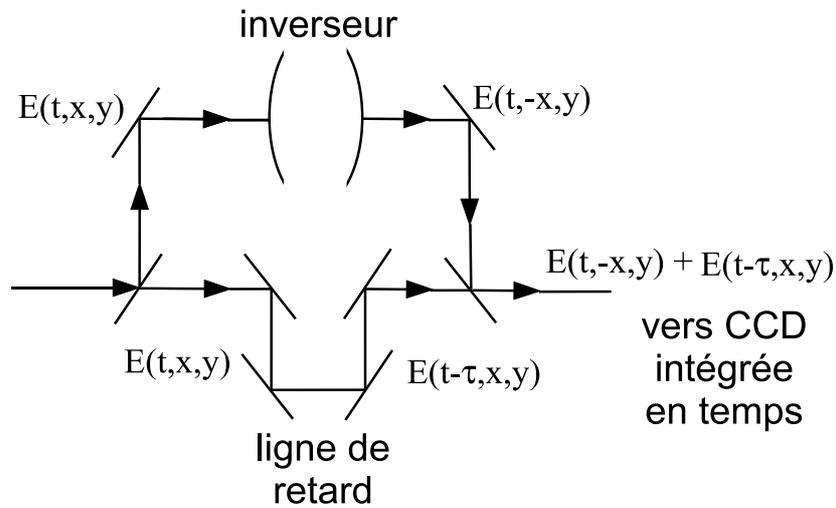


FIG. 6.11 – Schéma de principe du diagnostic d'autocorrélation tel qu'il a été développé dans la Réf. [Surville 05].

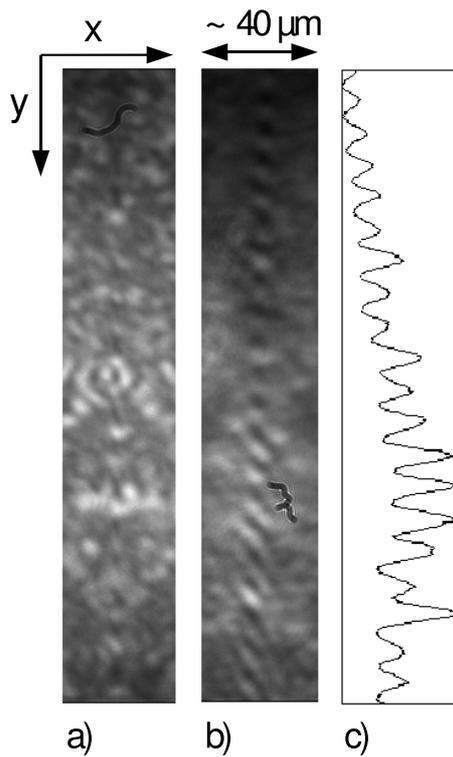


FIG. 6.12 – Mesures réalisées avec le diagnostic d'autocorrélation spatiale. a) cas où la propagation au travers du plasma n'induit aucun lissage temporel. b) Apparition de la frange caractéristique des faisceaux ayant un temps de cohérence bien plus court que le temps d'intégration du signal sur la caméra CCD. c) Coupe de l'intensité laser le long de la direction verticale.

dans cette taille sont restées imperceptibles et une trop forte limitation de l'énergie est alors apparue.

6.3.4 Mise en évidence expérimentale de la contribution de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant au lissage sous la puissance critique

Nous discutons maintenant des résultats obtenus en dirigeant la lumière reprise par le triplet de lentilles vers un spectromètre. Ce diagnostic fournit une mesure de la densité spectrale d'énergie de la lumière transmise, intégrée sur toute la durée de l'impulsion¹³. La résolution spectrale du dispositif est inférieure à 30 pm.

La Fig. 6.13a montre le spectre du laser après propagation dans le vide (courbe discontinue). La largeur du spectre obtenu est donnée par la précision du diagnostic. Lors de la propagation des tirs plateau seuls dans le plasma, nous n'avons observé aucune modification de ce spectre temporel. En concordance avec l'absence de frange sur le diagnostic d'autocorrélation (*cf.* Sec. 6.3.3), cette observation nous confirme l'absence de réduction des temps de cohérence à moins que la centaine de picoseconde sur la composante plateau du laser (*cf.* Sec. 6.3.1).

Toujours sur la Fig. 6.13a, nous avons représenté le spectre mesuré d'un faisceau laser contenant les parties plateau de chauffage avec une intensité de $\simeq 0.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ et pic d'interaction avec une intensité d'environ $1.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ après propagation dans un plasma de densité $n_e \simeq 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (pression amont de 70 bar environ) et de température électronique estimée à 160 eV (courbe solide). La puissance véhiculée par le speckle moyen est ainsi estimée à $\simeq 4\%$ de la puissance critique. Nous observons que le spectre de la lumière transmise est à la fois élargi, mais aussi décalé vers le rouge. Ce décalage, nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, est caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Ce résultat constitue donc la première mise en évidence expérimentale du rôle prépondérant du FSBS dans le lissage sous la puissance critique pour l'autofocalisation des speckles.

La Fig. 6.13b montre quant-à elle les spectres obtenus dans des conditions d'interaction identiques avec le code PARAX. Deux types de simulations ont été réalisées. Dans la première série, le code a été initialisé avec une densité électronique $n_e = 0.07 n_c$ et une température électronique $T_e = 500 \text{ eV}$ correspondant aux estimations obtenues à partir du modèle analytique ou des calculs CHIVAS à une dimension (courbe verte). Nous voyons clairement que l'élargissement spectral, de l'ordre de 1.7 \AA est surestimé par rapport aux mesures expérimentales. En revanche, la seconde série de calcul est initialisée à partir des calculs 2D CHIC. La densité est $n_e = 0.022 n_c$ et la température

¹³Ici aussi, l'absence de résolution temporelle ne permet pas de distinguer le plateau du pic.

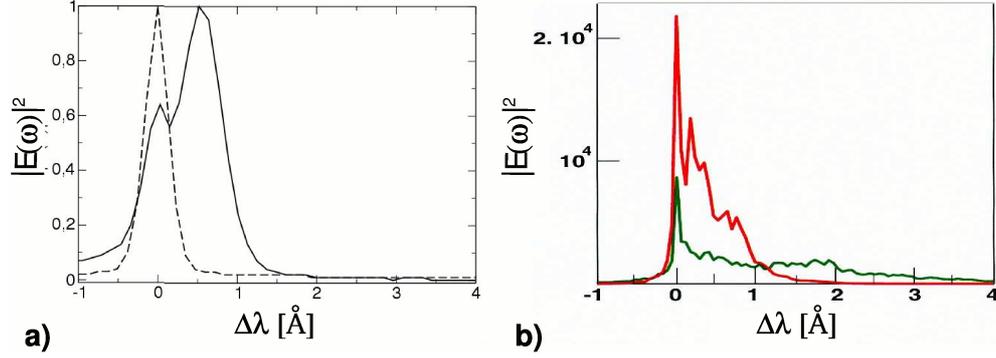


FIG. 6.13 – a) Spectres de la lumière transmise mesurés dans l'expérience, pour la lumière après propagation dans le vide (courbe discontinue) et après propagation dans un plasma de densité $n_e \simeq 0.022 n_c$ et de température $T_e \simeq 160 \text{ eV}$ (courbes solides). b) Spectres de la lumière transmise obtenus à partir des simulations PARAX. Simulation réalisée dans les conditions établies à partir de la modélisation analytique du chauffage et des simulations CHIVAS $n_e = 0.07 n_c$ et $T_e = 500 \text{ eV}$ (courbe verte) et dans les conditions données par le code CHIC $n_e \simeq 0.022 n_c$ et $T_e \simeq 160 \text{ eV}$ (courbe rouge).

$T_e = 160 \text{ eV}$. Le spectre obtenu après propagation dans un plasma de 3.5 mm de long présente un étalement spectral et un décalage moyen vers le rouge $\delta\lambda \simeq 0.4 \text{ \AA}$ en accord avec les résultats expérimentaux. Ces résultats sont particulièrement intéressants. Ils montrent que le FSBS est responsable de la réduction du temps de cohérence de la lumière transmise à environ 25 ps, mesure obtenue après transformation de Fourier des spectres expérimentaux et numériques. Aussi, le fait que les simulations PARAX ne concordent aux mesures expérimentales que pour une température de l'ordre de 160 eV nous conforte dans l'idée que la caractérisation des conditions d'interaction par le code CHIC sont pertinentes, et la prise en compte des effets bi-dimensionnels dans la création et le chauffage du plasma nécessaire.

Sur l'ensemble des tirs effectués, la forte diminution du contraste de la lumière intégrée (jusqu'à 15 % environ) et l'apparition d'une frange sur le diagnostic d'autocorrélation ont été associés à un décalage vers le rouge du spectre de la lumière transmise. Certains des spectres ont une largeur différente, mais toujours du même ordre de grandeur. Ceci traduit des fluctuations dans la température électronique du plasma, laquelle est liée à des variations dans l'intensité du plateau de chauffage. Parfois, la lumière transmise sans diffusion (celle à la longueur d'onde initiale du laser) disparaît et le spectre en transmission est totalement élargi avec un décalage de l'ensemble vers le rouge. Cependant, le manque de résolution temporelle implique que l'on ne peut distinguer les composantes de chauffage et d'interaction dans le spectre laser. Il est donc impossible d'évaluer la part d'énergie diffusée de la part d'énergie non diffusée.

6.4 Conclusions

Tout au long de ce chapitre, nous nous sommes attachés à mettre en évidence le lissage induit par plasma de faisceaux lasers spatialement lissés dans des conditions d'interactions telles que la puissance moyenne véhiculée par un speckle est bien en dessous de la puissance critique pour l'autofocalisation.

La première partie de ce chapitre a été consacrée à la caractérisation des conditions de l'interaction laser-plasma rencontrées lors de l'expérience sur l'installation ALISE. En l'absence de diagnostics permettant une caractérisation *in situ* du plasma, les conditions d'interaction ont été obtenues par la modélisation analytique ou numérique des différentes étapes de l'expérience : de l'écoulement du jet de gaz dans la tuyère au chauffage du plasma par absorption du laser. Des simulations hydrodynamiques réalisées avec le code CHIC, en accord avec le diagnostic d'ombroscopie, ont notamment montré que les effets de détente transverse du plasma lors de son chauffage n'étaient pas négligeables. Les estimations ainsi établies ont été confortées *a posteriori* par des mesures directes (mesure de densité de jet de gaz sur l'installation dédiée au LULI) ou indirectes (mesure d'absorption du plateau laser dans le plasma, concordance du décalage vers le rouge entre les mesures et les simulations PARAX initialisées par le code CHIC).

La caractérisation de la perte de cohérence de la lumière transmise s'est faite par l'utilisation combinée de différents diagnostics. La réduction du contraste de la lumière transmise intégrée en temps, l'apparition d'une frange centrale sur le diagnostic d'autocorrélation et l'élargissement spectral de la lumière transmise ont été les preuves du lissage temporel induit par le plasma. Cependant, la présence d'un seul faisceau laser (et donc de différents régimes au cours de l'interaction) associée à l'absence de résolution temporelle ont rendu difficile toute interprétation réellement quantitative.

Il est tout de même important de noter que le travail présenté dans ce chapitre apporte, pour la première fois, la preuve expérimentale de l'importance de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant dans le lissage par plasma *sous la puissance critique pour la filamentation*. L'analyse du spectre temporel de la lumière transmise en fournit la preuve. Nous retrouvons un décalage vers le rouge consistant avec les simulations PARAX initialisées par le code hydrodynamique 2D CHIC. L'analyse spectrale de la lumière transmise est apparue, dans cette campagne et tout au long du manuscrit, comme un outil indispensable à l'identification des mécanismes entrant en jeu dans la propagation vers l'avant du faisceau laser.

Conclusion générale

La maîtrise de la propagation des faisceaux laser lissés dans les plasmas sous denses est une nécessité pour la réalisation de la fusion inertielle par laser. Cette constatation est à l'origine d'un fort engouement de la communauté de la FCI pour l'interaction laser plasma en régime nanoseconde depuis maintenant plusieurs décennies. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte. Elle s'intéresse à la caractérisation des modifications de la cohérence des faisceaux laser lors de leur propagation au travers de plasmas dans un régime gouverné par les effets collectifs, la diffusion du rayonnement laser sur les fluctuations de la densité du plasma.

Nous présentons maintenant les conclusions de notre travail et discutons des perspectives qu'ouvrent les connaissances acquises durant ce doctorat et les questions qu'elles soulèvent.

Conclusions

La première partie de ce manuscrit, constituée des deux premiers chapitres, dresse un tableau synoptique de l'ensemble des connaissances antérieures à cette thèse qui nous ont permis de mieux comprendre les mécanismes étudiés par la suite.

Le premier chapitre présente l'ensemble des outils théoriques et numériques permettant la description de l'interaction laser-plasma dans les conditions qui nous intéressent. Nous y avons notamment établi les équations : paraxiale pour la description du champ laser et acoustique ionique pour la réponse du plasma à la force pondéromotrice et aux effets thermiques liés à l'éclairement laser. Ces deux équations sont à la base de notre étude. Leur pertinence et leurs conditions de validité ont été discutées. Nous avons attaché un intérêt particulier à la présentation des outils statistiques pour la description des faisceaux laser partiellement cohérents. Leurs propriétés de cohérence dans le vide ont été retrouvées. Enfin, nous avons présenté l'outil numérique utilisé tout au long de cette thèse, le code d'interaction laser-plasma PARAX.

Le second chapitre de ce travail est axé sur la thématique centrale de cette thèse, le lissage des faisceaux laser induit par plasma. Les avancées réalisées dans les années qui ont précédé ce doctorat pour la compréhension des mécanismes responsables de ce phé-

nomène y sont exposées. Le développement de code de calculs toujours plus puissants, faisant appel à une physique de plus en plus complète et les nombreuses expériences utilisant des diagnostics toujours plus ingénieux ont permis la mise en évidence de ce phénomène dans différents régimes. A haute intensité laser, l'instabilité d'autofocalisation et son couplage à la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant ou l'instabilité du filament sont à l'origine de la perte de cohérence observée. La propagation du laser semble alors principalement gouvernée par des effets déclenchés au sein même des speckles. A plus basse intensité, lorsque la puissance véhiculée par un speckle est bien en dessous de la puissance critique pour la filamentation, la perte de cohérence temporelle a été observée pour des faisceaux monochromatiques spatialement lissés. Au début de cette thèse, ce phénomène était encore mal compris. Deux mécanismes pouvaient en être à l'origine : la diffusion multiple sur les fluctuations de densité excitées par le laser incohérent ou la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant.

Ainsi, nous établissions à la fin de cette première partie trois objectifs qui ont guidé le déroulement de ce travail de doctorat : l'identification et le développement de modèles théoriques pour les différents phénomènes mis en jeu dans le lissage par plasma sous la puissance critique, l'observation et la caractérisation de ce régime de lissage par la simulation numérique et enfin, le dimensionnement et l'interprétation d'une expérience d'interaction pour l'étude du lissage induit sur l'installation ALISE. Ainsi cette thèse est-elle constituée de trois volets : analytique (Chaps. 3 et 4), numérique (Chap. 5) et expérimental (Chap. 6). Tout au long du manuscrit, nous cherchons à établir, par ces trois approches, les conditions du lissage d'un faisceau laser sous la puissance critique et discutons de son intérêt ou de sa dangerosité dans le cadre de la FCI.

Le lissage par plasma sous la puissance critique a initialement été attribué à la diffusion multiple de l'onde laser sur les fluctuations de densité du plasma induites par le faisceau lui-même. Nous avons développé un modèle théorique pour ce phénomène. Dans le cadre d'une description paraxiale du laser, nous avons établi une équation de propagation pour la fonction de corrélation du champ électrique d'un laser partiellement cohérent dans un milieu aléatoirement inhomogène, en nous inspirant de travaux réalisés dans les années '60 pour la modélisation de la propagation d'ondes dans les milieux turbulents. Le modèle développé repose sur une approximation de diffusion qui assimile la propagation du laser à une marche aléatoire dans le plasma. Il montre l'élargissement du spectre spatio-temporel de la lumière transmise sur une distance qui dépend essentiellement du niveau et des dimensions des fluctuations de densité. Les cohérences spatiale et temporelle de la lumière transmise sont alors réduites aux dimensions et temps caractéristiques des perturbations de densité du milieu traversé. Ce modèle a, en outre, permis le dimensionnement d'une expérience de lissage par utilisation de mousse sur les installations LULI 2000 et LIL.

Une description précise des fluctuations de densité induites par les effets pondéromoteurs et thermiques liés aux faisceaux laser partiellement cohérents est ainsi apparue nécessaire. Nous avons pour cela développé une méthode originale pour la description de la réponse acoustique du plasma aux faisceaux lasers lissés. Cette méthode fournit les spectres spatiaux et temporels des fluctuations de densité ainsi que leur évolution temporelle. Deux comportements bien distincts ont été observés selon que le faisceau est temporellement cohérent ou non. Dans le cas d'un faisceau laser spatialement lissé et monochromatique, une saturation du niveau moyen des fluctuations de densité est observée pour des temps plus grands que le temps de creusement $t > \rho_0/c_s$. Cette observation traduit le fait que les speckles se trouvent, après avoir évacué la densité de plasma sous forme d'onde acoustique, en équilibre dans les dépressions de densité creusées. Pour des faisceaux spatialement et temporellement lissés, une croissance avec la racine carrée du temps est observée pour le niveau moyen des fluctuations de densité. Ce résultat découle de l'excitation continue des perturbations acoustiques par la figure de tavelures instationnaire. Dans le cadre de la FCI, cet effet peut avoir des conséquences extrêmement importantes sur la propagation des faisceaux laser dans les plasmas traversés. Ce modèle statistique pour la réponse du plasma fournit aussi un moyen très simple d'estimer l'importance des effets thermiques sur la réponse du plasma et décrit l'effet d'un éventuel amortissement des ondes acoustiques, lequel joue un rôle important pour les faisceaux caractéristiques de la FCI qui ont des durées de plusieurs nanosecondes.

Forts de ces deux descriptions complémentaires du laser et du plasma, nous avons proposé de les coupler afin d'obtenir une description auto-consistante de la propagation d'un faisceau laser lissé au travers des fluctuations de densité qu'il induit dans le plasma. Une approche perturbative de ce couplage est présentée. Elle montre un élargissement des spectres spatiaux et temporels de la lumière transmise sur une longueur qui dépend essentiellement de la longueur de Rayleigh du speckle et du rapport de la puissance moyenne véhiculée par un speckle sur la puissance critique pour l'autofocalisation. Le temps de cohérence de la lumière transmise est alors réduit au temps de transit de l'onde acoustique dans le speckle alors que son étalement angulaire n'est pas fortement augmenté. Enfin, ce mécanisme a pour signature un étalement symétrique du spectre temporel de la lumière transmise qui souligne son caractère non stimulé.

Il est apparu au cours de notre étude que la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant joue un rôle important dans le lissage induit par plasma et ce, même sous la puissance critique pour l'autofocalisation du speckle. Si cette instabilité est un processus bien décrit lorsque l'onde de pompe est spatialement et temporellement cohérente, son évolution en présence d'une onde de pompe lissée était jusqu'alors mal comprise. Nous avons développé un modèle statistique qui décrit l'évolution des valeurs moyennes des

champs associés aux ondes filles. Ce modèle est basé sur l'approximation de Bourret, laquelle est justifiée par une méthode itérative pour l'écriture des équations d'évolution des moyennes.

Nous mettons en évidence l'existence de deux régimes de croissance. A conditions laser et plasma données, nous montrons que la lumière diffusée dans un cône d'ouverture $\theta_{coh/incoh} = (\omega/\nu_a) (P_{sp}/P_c) \theta_{inc}$ croît fortement (de manière cohérente) alors que la lumière diffusée en dehors de ce cône croît faiblement (de manière incohérente). De même, à conditions plasma et géométrie de diffusion données, nous pouvons définir une puissance seuil pour le speckle $P_{incoh/coh} = P_c \rho_0 \nu_a / c_s$ au delà de laquelle la lumière diffusée dans cette géométrie croît de façon cohérente. Comme le taux d'amortissement des ondes acoustiques $\nu_a \rho_0 / c_s$ est un paramètre petit devant 1 dans les conditions habituelles, cette puissance seuil est bien en dessous de la puissance critique pour la filamentation. Une forte croissance de l'instabilité Brillouin stimulée vers l'avant peut donc être observée sous la puissance critique, entraînant une perte de cohérence accrue. Les résultats établis dans cette thèse permettent donc d'établir un point de fonctionnement pour lequel la propagation du laser est facilitée par l'incohérence temporelle induite et son ouverture angulaire maîtrisée. Ils soulignent enfin le risque de dégradation de la propagation du laser par la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant et ce, même sous la puissance critique pour la filamentation.

Cette étude théorique est complétée par la présentation de simulations numériques réalisées avec le code d'interaction PARAX. Pour ce faire, des diagnostics ont été développés en post-processeur du code PARAX. Ces diagnostics permettent la caractérisation des propriétés de cohérence spatiale et temporelle du laser. Un ensemble de diagnostics originaux a été développé pour la caractérisation des fluctuations de densité induites par un laser partiellement cohérents. Les propriétés statistiques de ces fluctuations, qui jouent un rôle prépondérant dans la propagation du laser, ont été établies dans le Chap. 3 et sont en bon accord avec les simulations numériques.

Des simulations ont été réalisées dans différents régimes, selon que les fluctuations de densité soient induites par le faisceau laser lui même ou soient déjà existantes dans le milieu. Dans ce dernier cas, nous retrouvons un élargissement symétrique du spectre la lumière transmise. Si la création des perturbations de densité par le laser lui même est prise en compte, l'étalement du spectre temporel de la lumière transmise est systématiquement accompagné d'un décalage vers le rouge. Ce décalage, nous l'avons vu dans le Chap. 4, est caractéristique de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Cette instabilité est initiée par la diffusion multiple sur les fluctuations de densité induites par le laser spatialement incohérent et croît fortement tout au long de la propagation. C'est un processus collectif qui met en jeu plusieurs speckles au contraire de l'instabilité de rétro-diffusion Brillouin qui se développe au sein des speckles les plus intenses.

L'instabilité arrive très vite dans un régime non linéaire. Ce régime est caractérisé par l'apparition de deux phénomènes. D'une part, une importante déplétion de l'onde de pompe. Cette déplétion rend compte du lissage temporel du faisceau au cours de sa propagation. Ensuite, la lumière diffusée étant temporellement incohérente, la figure de tavelures devient instationnaire. Comme cela a été prédit dans le Chap. 3 pour des faisceaux temporellement incohérents, nous assistons à une excitation continue des fluctuations de densité, lesquelles croissent avec le temps et entretiennent ainsi le lissage induit.

L'estimation des taux de croissance de l'instabilité montre que la croissance habituellement obtenue dans le régime incohérent n'est pas suffisante. Ces estimations apportent un indice en faveur de la croissance cohérente prédite dans le Chap. 4.

Nous rapportons aussi des observations sur l'évolution des propriétés statistiques du champ électrique du laser lors de son couplage avec le plasma. Notamment, nous montrons qu'au début de la propagation, lorsque la réponse du plasma (qui évolue sur des temps de l'ordre de la dizaine de picosecondes) est quasi-instantanée en comparaison du temps de cohérence du laser (de l'ordre de quelques centaines de picosecondes), la statistique Gaussienne de la distribution du champ électrique est détruite. Cet effet s'explique par le fait que, même sous la puissance critique, le speckle tend à se focaliser légèrement dans la perturbation de densité qu'il crée. La distribution d'intensité est modifiée, le contraste instantané augmente et la statistique Gaussienne est brisée. Quand le lissage induit devient effectif, le temps de cohérence de la lumière est réduit. Les speckles ne restent pas suffisamment longtemps pour subir une focalisation. De plus, ils voient un milieu fortement perturbés où des ondes acoustiques sont sans cesse émises. Dès lors, la statistique Gaussienne est rétablie. Cet effet, s'il a été prévu dans des travaux antérieurs, n'avait jamais été observé. Il est intéressant car nous avons discuté de l'importance de l'hypothèse de statistique Gaussienne dans de nombreuses théories.

L'ensemble des connaissances acquises par le développement de modèles théoriques et la réalisation de simulations numériques ont été mis à profit pour la conception, le dimensionnement et l'interprétation d'une expérience de lissage par plasma sur l'installation ALISE.

Le défi de cette expérience était de mettre en évidence la perte de cohérence d'un faisceau laser spatialement lissé et temporellement cohérent lors de sa propagation dans un plasma sous la puissance critique avec, à notre disposition, un seul faisceau laser. Ce faisceau devait donc servir à la fois à l'ionisation et au chauffage du plasma créé à partir d'un jet de gaz d'Helium, puis à l'interaction avec ce plasma. Le dimensionnement de l'expérience fait intervenir différents niveaux de modélisation et différents phénomènes, de l'ionisation au chauffage par Bremsstrahlung inverse. Par l'utilisation

de modèles analytiques simples mais aussi de simulations hydrodynamiques à une et deux dimensions, nous avons pu obtenir les caractéristiques du plasma au moment de l'interaction. Les résultats fournis par les codes ont été confirmés *a posteriori* de manière indirecte par des comparaisons entre résultats expérimentaux et calculs numériques.

Un ensemble de différents diagnostics complémentaires a été utilisé pour mettre en évidence la perte de cohérence spatiale et temporelle du laser lors de sa propagation. Cette campagne a ainsi permis, et ce pour la première fois dans une expérience, de mettre en évidence le rôle prépondérant de la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant dans le lissage induit par plasma sous la puissance critique pour l'autofocalisation. Dans ce régime à basse intensité, le niveau des rétrodiffusions est toujours resté faible, d'au maximum quelques pourcents. L'analyse spectrale de la lumière transmise est apparue dans cette expérience, comme tout au long de ce manuscrit, comme un outil indispensable à la caractérisation des mécanismes modifiant la propagation vers l'avant d'un faisceau laser.

Ce travail de doctorat constitue donc une étude théorique, numérique et expérimentale du lissage par plasma sous la puissance critique. Les mécanismes mis en jeu et les conditions sous lesquelles ils se développent ont été identifiés.

Les paramètres étudiés dans cette thèse, $I \lambda_0^2 \simeq 0.05 - 0.5 \text{ MW}$, sont caractéristiques des installations laser actuelles. Ils correspondent aux conditions rencontrées en FCI dans le plasma de couronne en attaque directe et au moment de l'interaction du plateau d'intensité laser des impulsions standards pour la fusion inertielle par laser. La propagation du laser dans ces régimes permet une réduction de la cohérence temporelle du laser sans pour autant observer de fort éclatement angulaire comme cela peut être le cas à haute intensité, avec l'apparition de filamentation de l'onde laser ou de l'instabilité du filament.

Enfin, l'importance des mécanismes de diffusion multiple et diffusion Brillouin stimulée vers l'avant joue un rôle important dans la propagation du faisceau, quel que soit le régime considéré. Les résultats obtenus dans cette thèse permettent de mieux les appréhender. Ils prédisent notamment que l'instabilité de diffusion Brillouin vers l'avant peut dégrader la propagation du laser dans le plasma, et ce, même pour des puissances moyennes véhiculées par le speckle en dessous de la puissance critique. Il suggère un point de fonctionnement pour contrôler au mieux cette propagation.

Perspectives

Nous en venons maintenant aux perspectives qui s'ouvrent suite à ce travail. La première étude intéressante à réaliser concerne la croissance de la diffusion Brillouin

stimulée vers l'avant d'un faisceau laser spatialement cohérent et temporellement incohérent. Des simulations complémentaires de celles présentées dans cette thèse sont en cours de réalisation afin de tester les prédictions du modèle développé au Chap. 4. Elles doivent notamment permettre de mettre en évidence la transition entre le régime de croissance cohérente vers le régime de croissance incohérente. D'ores et déjà, les résultats préliminaires sont encourageants. Ils montrent dans le régime de basse intensité (*i.e.* sous la puissance critique pour la filamentation) une croissance de l'instabilité bien supérieure aux prédictions du régime de croissance incohérente et confirment l'existence d'un seuil en puissance dépendant de l'amortissement.

Aussi, les fluctuations de densité qui existent dans tout plasma modifient la propagation du laser. Au cours de cette thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés à la propagation de faisceaux temporellement cohérents. Les fluctuations de densité induites par des faisceaux temporellement lissés à l'entrée du plasma ont été discutées, mais l'étude de leurs effets sur la propagation du laser n'a pas été abordée. C'est pourtant un point capital vers la fusion inertielle par laser.

Aussi, pour ces faisceaux dont la cohérence temporelle est fortement réduite, une étude récente [Lushnikov 04, Lushnikov 06b] montre que la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant peut induire une forte dégradation de la propagation du laser alors que l'instabilité de filamentation n'a pas le temps de se développer (du fait faible temps de vie des points chauds). L'approche analytique proposée par les auteurs de ce travail reste tout de même difficilement accessible et les hypothèses faites peuvent être discutées. Les techniques appliquées au Chap. 4 pourraient nous permettre de mieux comprendre ce qu'il se passe dans ces conditions. Notamment, nous nous attendons à ce que ces résultats, proches de ce obtenus dans le Chap. 4 de cette thèse, puissent être interprétés en terme de transition du régime de croissance incohérente vers le régime de croissance cohérente.

Du point de vue numérique, nous avons entrepris la réalisation de simulations de la propagation de faisceaux temporellement lissés dans les conditions qui seront celles rencontrées sur les installations dédiées à la FCI. Ces efforts doivent être poursuivis. Une étude parallèle est en cours, dirigée par G. Riazuelo et D. Mourenas, pour caractériser dans des conditions plus réalistes encore les effets des mécanismes étudiés ici. Cette étude prend en compte d'une part, l'inhomogénéité du plasma à grande échelle (il s'agit ici des inhomogénéités dues à l'écoulement hydrodynamique dans le *holraum*) mais aussi une vitesse de dérive transverse. Des résultats préliminaires, lesquels reposent en partie sur la modélisation proposée au Chap. 3 de ce manuscrit, donnent des résultats intéressants.

Ce travail de doctorat a aussi donné lieu à un certain nombre de propositions pratiques sur le lissage induit. Notamment, la diffusion multiple sur des fluctuations

de densité déjà existantes pourraient réduire la cohérence temporelle et/ou spatiale de la lumière transmise. Dans le schéma d'attaque directe, ce mécanisme peut aider à la limitation de l'*imprint* de défaut laser sur la cible. Les techniques de lissage optique des faisceaux laser ne permettent pas, en effet, une homogénéisation de l'éclairement laser vu par la cible sur les premières centaines de picosecondes. Or ces premières centaines de picosecondes sont critiques pour le problème de l'*imprint*¹⁴.

Une campagne expérimentale, réalisée conjointement sur les installations laser LULI 2000 et LIL et dirigée par S. Depierreux et C. Lobaune, a été dimensionnée dans cette optique par différents équipes au sein de l'Institut Lasers et Plasmas. Elle est, actuellement, en cours de réalisation. L'idée de ces expériences est d'introduire une mousse sous-dense avant la cible. Cette mousse, une fois ionisée, est très inhomogène. Elle sert de diffuseur à la lumière laser. A défaut de pouvoir réduire fortement le temps de cohérence de la lumière laser, ce diffuseur doit permettre de réduire fortement la taille de ces défauts, limitant ainsi l'importance des modes dangereux pour les instabilités hydrodynamiques.

Lors de cette étude, les propriétés de cohérence de la lumière transmise doivent être étudiées. Aussi, les effets sur l'éclairement d'une cible située à l'arrière de la mousse pourront être caractérisés.

Cette dernière année a vu le début de nombreuses collaborations avec différents groupes dans le but de simuler et d'interpréter des séries d'expériences, que ce soit sur ALISE, LULI 2000 ou 100 TW ou encore la LIL. Le code PARAX s'est avéré être un outil particulièrement complet pour la modélisation de l'interaction laser-plasma et certains diagnostics originaux sont en cours de développement pour ce code. Cependant, il peut être amélioré pour prendre en compte une physique plus vaste.

Des régimes, où la description acoustique du plasma n'est plus suffisante, sont explorés. Une modélisation hydrodynamique non linéaire du plasma est alors nécessaire et ce, dans deux cas de figure : lorsque le creusement de la densité est trop important pour faire une linéarisation des équations hydrodynamique ou lorsque le chauffage du plasma devient si important localement que l'équation sur l'énergie des électrons doit être prise en compte. Elle a fourni des résultats intéressants sur la propagation de monospeckles dans les plasmas sous denses. L'importance des effets de chauffage local du plasma par l'absorption laser ont notamment été mis en évidence.

Notons que cette hydrodynamique non linéaire est à l'heure actuelle prise en compte

¹⁴Le problème de l'ensemencement de défauts du fait de l'inhomogénéité de l'éclairement laser se pose en effet tant que la couche critique et la zone d'ablation ne sont pas suffisamment séparées. Le temps mis pour séparer ces zones, ou temps de séparation hydrodynamique, est typiquement de l'ordre de 200 ps. Après ces 200 ps, la conduction thermique permet le lissage des défauts de pression. La cible ne voit alors plus les défauts du laser.

via une modélisation Lagrangienne. Une thèse, réalisée par A. Bellue sous la direction de V. T. Tikhonchuk et B. Nkonga, a démarré cette année. Elle pourrait apporter au code PARAX une modélisation Eulérienne à l'hydrodynamique. Ce type de description doit permettre une plus grande souplesse du point de vue de la parallélisation du code et semble plus appropriée que la description Lagrangienne actuelle.

La question de l'ionisation doit aussi être abordée. Il n'existe pas, à l'heure actuelle, de code de simulation qui permette de rendre compte de l'ionisation du gaz, de l'hydrodynamique particulière qui en découle et de la propagation du laser sur des échelles de temps de la centaine de picosecondes à la nanoseconde. C'est un défi particulièrement intéressant qui s'ouvre et qui est motivé par de nombreux résultats expérimentaux récents.

Enfin, la question du couplage des codes hydrodynamiques (comme le code CHIC) aux codes d'interaction (comme PARAX) peut être d'une grande utilité dans cette recherche constante d'une simulation réaliste des expériences.

Avec l'arrivée proche des installations comme LIL ou LMJ, l'interaction nanoseconde reste donc un vaste champ d'investigation.

Annexes

Annexe A

Conventions sur les transformées de Fourier

A.1 Transformée de Fourier en espace

Considérons une fonction $f(\mathbf{x})$ où \mathbf{x} est une coordonnée spatiale de dimension D . Nous appelons transformée de Fourier spatiale de la fonction $f(\mathbf{x})$ la fonction $\tilde{f}(\mathbf{k})$ telle que :

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \mathbf{TF}_{\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{k}} f(\mathbf{x}) = \int d\mathbf{x} f(\mathbf{x}) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) , \quad (\text{A.1})$$

où le vecteur d'onde \mathbf{k} est la variable conjuguée de \mathbf{x} dans l'espace de Fourier. La transformation inverse est définie telle que :

$$f(\mathbf{x}) = \mathbf{TF}_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{x}}^{-1} \tilde{f}(\mathbf{k}) = (2\pi)^{-D} \int d\mathbf{k} \tilde{f}(\mathbf{k}) \exp(+i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) . \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, si l'on définit l'opérateur gradient $\nabla = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}$, nous obtenons après intégration par partie :

$$\mathbf{TF}_{\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{k}} \nabla f(\mathbf{x}) = +i \mathbf{k} \tilde{f}(\mathbf{k}) \quad (\text{A.3})$$

de même, le Laplacien $\Delta = \nabla^2$ prend la forme :

$$\mathbf{TF}_{\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{k}} \Delta f(\mathbf{x}) = -\mathbf{k}^2 \tilde{f}(\mathbf{k}) . \quad (\text{A.4})$$

Enfin, notons que la transformée de Fourier du produit de deux fonctions de \mathbf{x} , $f(\mathbf{x})$ et $g(\mathbf{x})$, s'écrit sous la forme d'un produit de convolution sur les vecteurs d'onde :

$$\mathbf{TF}_{\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{k}} f(\mathbf{x}) g(\mathbf{x}) = (2\pi)^{-D} \int d\mathbf{k}' \tilde{f}(\mathbf{k}') \tilde{g}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \quad (\text{A.5})$$

$$= (2\pi)^{-D} \tilde{f}(\mathbf{k}) \times \tilde{g}(\mathbf{k}) , \quad (\text{A.6})$$

où \times représente le produit de convolution dans l'espace des vecteurs d'onde \mathbf{k} .

A.2 Transformée de Fourier en temps

Considérons maintenant une fonction $g(t)$ où t est une coordonnée temporelle scalaire. Nous appelons transformée de Fourier temporelle de la fonction $g(t)$ la fonction $\tilde{g}(\omega)$ telle que :

$$\tilde{g}(\omega) = \mathbf{TF}_{t \rightarrow \omega} g(t) = \int dt g(t) \exp(+i \omega t) , \quad (\text{A.7})$$

où la pulsation ω est la variable conjuguée de t dans l'espace de Fourier. La transformation inverse est définie telle que :

$$g(t) = \mathbf{TF}_{\omega \rightarrow t}^{-1} \tilde{g}(\omega) = (2\pi)^{-1} \int d\omega \tilde{g}(\omega) \exp(-i \omega t) . \quad (\text{A.8})$$

Ainsi, pour l'opérateur de dérivée temporelle $\partial_t = \frac{\partial}{\partial t}$, nous obtenons après intégration par partie :

$$\mathbf{TF}_{t \rightarrow \omega} \nabla g(t) = -i \omega \tilde{g}(\omega) \quad (\text{A.9})$$

de même, le terme de dérivée seconde en temps ∂_t^2 prend la forme :

$$\mathbf{TF}_{t \rightarrow \omega} \partial_t^2 g(t) = -\omega^2 \tilde{g}(\omega) . \quad (\text{A.10})$$

Enfin, notons que la transformée de Fourier du produit de deux fonctions de t , $g(t)$ et $h(t)$, s'écrit sous la forme d'un produit de convolution sur les fréquences :

$$\mathbf{TF}_{t \rightarrow \omega} g(t) h(t) = (2\pi)^{-1} \int dt' \tilde{g}(\omega') \tilde{h}(\omega - \omega') \quad (\text{A.11})$$

$$= (2\pi)^{-1} \tilde{g}(\omega) \times \tilde{h}(\omega) , \quad (\text{A.12})$$

où \times représente le produit de convolution dans l'espace des fréquences ω .

Une transformation de Fourier spatio-temporelle peut être construite à partir des deux transformations précédemment définies.

Annexe B

Méthode du point de selle

Lors de l'étude de la croissance d'instabilités paramétriques, nous avons été amenés à calculer des intégrales de la forme $\int \exp(i\phi(\omega)) d\omega$ où $\phi(\omega)$ est une fonction au moins deux fois dérivables de ω . Nous présentons ici la méthode dite du point de selle, appelée *Method of the steepest descend* ou *saddle point approximation* dans la littérature anglo-saxonne. Cette méthode permet d'approximer l'intégrale sur ω dans la limite où $i\phi(\omega)$ présente des maxima locaux ω_r ailleurs qu'aux bornes d'intégration et tels que $\text{Im } \phi(\omega_r) \ll -1$.

L'idée de la méthode présentée ici est que les contributions principales à l'intégrale se trouvent autour de ces points, appelés cols. Nous pouvons alors développer la fonction $i\phi(\omega)$ autour de ω_r sous la forme :

$$\phi(\omega)|_{\omega \simeq \omega_r} \simeq \phi(\omega_r) + \frac{\phi''(\omega_r)}{2} (\omega - \omega_r)^2, \quad (\text{B.1})$$

où $\phi''(\omega_r)$ est la dérivée seconde de ϕ estimée en ω_r . L'intégrale à calculer s'écrit comme la somme des différentes contributions :

$$\int d\omega \exp(i\phi(\omega)) \simeq \sum_r \exp(i\phi(\omega_r)) \int d\omega \exp\left(i \frac{\phi''(\omega_r)}{2} (\omega - \omega_r)^2\right). \quad (\text{B.2})$$

L'intégration sur ω peut alors être calculée dans le plan complexe en choisissant un contour d'intégration tel que la variation de $i\phi(\omega)$ autour du col soient la plus importante (d'où la notion de *steepest descent*). Ceci est obtenu en déformant le contour de sorte que :

$$i \frac{\phi''(\omega_r)}{2} = -\frac{|\phi''(\omega_r)|}{2} |\Omega|^2, \quad (\text{B.3})$$

ce qui nous mène à :

$$\int d\omega \exp(i\phi(\omega)) \simeq \sum_r \exp(i\phi(\omega_r) + i\theta) \int d\Omega \exp\left(-\frac{\phi''(\omega_r)}{2} \Omega^2\right). \quad (\text{B.4})$$

L'intégrale sur Ω qui apparaît ici n'est autre que l'intégrale d'une Gaussienne, facilement calculée. Lorsque les bornes d'intégration sont à l'infini, nous obtenons :

$$\int d\omega \exp(i\phi(\omega)) \simeq \sum_r \sqrt{\frac{2\pi}{|\phi''(\omega_r)|}} \exp(i\phi(\omega_r) + i\theta). \quad (\text{B.5})$$

Ce type de méthode, nous l'avons vu dans cette thèse, est particulièrement utile pour l'inversion des transformations de Fourier et Laplace qui apparaissent lors de l'étude de la stabilité des équations de couplage à trois ondes. Cette méthode permet aussi, par exemple, le développement asymptotique des fonctions de Bessel à partir de leur représentation intégrale.

Annexe C

Résolution de l'équation aux dérivées partielles $\partial_z (\partial_t + \nu_a) f = \gamma_0^2/c f$

Nous présentons ici une méthode de résolution de l'équation aux dérivées partielles :

$$\partial_z (\partial_t + \nu_a) f(t, z) = (\gamma_0^2/c) f(t, z), \quad (\text{C.1})$$

avec pour conditions initiales $f(t = 0, z) = f(t, z = 0) = cste = f_0$. Ecrivons l'Eq. (C.1) dans l'espace de Laplace pour la variable spatiale :

$$(\partial_t + \nu_a) (q F(t, q) - f_0) = \gamma_0^2/c F(t, q), \quad (\text{C.2})$$

où :

$$F(t, q) = \mathcal{T} \mathcal{L}_{q \rightarrow z} f(t, z) = \int_0^{+\infty} f(t, z) \exp(q z) dz. \quad (\text{C.3})$$

Nous nous ramenons ainsi à une équation différentielle du premier ordre en temps avec la condition initiale $F(t = 0, q) = f_0/q$. La solution de cette équation est de la forme :

$$F(t, q) = \frac{f_0}{q} \left[\frac{\gamma_0^2/(cq)}{\gamma_0^2/(cq) - \nu_a} \exp \left(\left(\frac{\gamma_0^2}{cq} - \nu_a \right) t \right) - \frac{\nu_a}{\gamma_0^2/(cq) - \nu_a} \right]. \quad (\text{C.4})$$

La solution à l'Eq. (C.1) s'obtient alors par transformée de Laplace inverse de l'Eq. (C.4) :

$$f(t, z) = \mathcal{T} \mathcal{L}_{q \rightarrow z}^{-1} F(t, q) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{B}} F(t, q) \exp(q z) dq, \quad (\text{C.5})$$

où le contour d'intégration \mathcal{B} , aussi appelé *droite de Bromwich*, est à droite de toutes les singularités rencontrées dans l'Eq. (C.4). Nous obtenons :

$$f(t, z) = f_0 (\hat{f}_1(t, z) + \hat{f}_2(t, z)), \quad (\text{C.6})$$

où :

$$\hat{f}_1(t, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{B}} dq \frac{\nu_a}{\nu_a q - \gamma_0^2/c} \exp(q z), \quad (\text{C.7})$$

$$\hat{f}_2(t, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{B}} dq \frac{\gamma_0^2/c}{q(\gamma_0^2/c - \nu_a)} \exp \left(\left(\frac{\gamma_0^2}{cq} - \nu_a \right) t + q z \right). \quad (\text{C.8})$$

Le terme $\hat{f}_1(t, z)$ est calculé immédiatement par application du théorème des résidus. Il donne une croissance purement spatiale : $\exp(\gamma_0^2 z/(c\nu_a))$. Le second terme $\hat{f}_2(t, z)$ contient quand à lui deux singularités. Il peut être calculé analytiquement dans deux limites, selon que la distance de propagation z est grande ou petite $t v_{abs/conv}$ où $v_{abs/conv} = \nu_a^2 c/\gamma_0^2$.

C.1 Calcul pour $z \ll v_{abs/conv} t$

Déformons le contour d'intégration \mathcal{B} de sorte que $q = R e^{i\theta}$ avec $R^2 = \gamma_0^2 t/(cz)$. Dans la limite où $z \ll v_{abs/conv} t$, nous pouvons négliger γ_0^2/c devant $q\nu_a$ dans l'Eq. (C.8) de sorte que les deux singularités se réduisent à une même singularité située au centre du contour \mathcal{C}_0 (cf. Fig. C.1a). L'intégration se fait alors soit en introduisant les fonctions de Bessel¹ I_ν , soit par la méthode du point de selle. Nous trouvons le comportement asymptotique pour $\hat{f}_2(t, z) \simeq \exp(2\sqrt{\gamma_0^2 t z/c} - \nu_a t)$. Dans le régime où $z \ll v_{abs/conv} t$, nous voyons que le terme d'amortissement domine dans l'exponentielle, de sorte que $\hat{f}_2(t, z) \simeq 0$. La contribution principale à $f(t, z)$ est donc donnée par la croissance convective $\hat{f}_1(t, z)$:

$$f(t, z) \simeq f_0 \exp\left(\frac{\gamma_0^2}{c\nu_a} z\right). \quad (\text{C.9})$$

C.2 Calcul pour $z \gg v_{abs/conv} t$

Dans la limite où $z \gg v_{abs/conv} t$, l'Eq. (C.8) contient deux singularités bien distinctes qui vont chacune donner une contribution différente à l'intégrale (cf. Fig. C.1b) :

$$\begin{aligned} \hat{f}_2(t, z) &\simeq \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{C}_1} \tau^{-1} \exp\left(\sqrt{\gamma_0^2 t z/c}(\tau + \tau^{-1}) - \nu_a t\right) d\tau \\ &+ \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{C}_2} \frac{\gamma_0^2 q/(c\nu_a)}{\gamma_0^2/(c\nu_a) - q} \exp\left(\frac{\gamma_0^2 t}{cq} + qz - \nu_a t\right) dq. \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Le premier terme de cette équation est calculé de manière similaire à ce qui a été fait dans la Sec. C.1. Son comportement asymptotique est de la forme $\exp(2\sqrt{\gamma_0^2 t z/c})$. Le second terme fait quant à lui apparaître un pôle simple et est obtenu par application du théorème des résidus. Il vaut $-\exp(-\gamma_0^2 z/(c\nu_a))$ et annule ainsi le terme de croissance convective $\hat{f}_1(t, z)$ dans l'Eq. (C.6). Nous obtenons finalement dans cette limite :

$$f(t, z) = f_0 \exp\left(2\sqrt{\gamma_0^2 t z/c}\right). \quad (\text{C.11})$$

¹Rappelons la forme intégrale des fonctions de Bessel modifiées de première espèce $I_\nu(x) = (2\pi i)^{-1} \int dt t^{-1-n} \exp((t + 1/t)x/2)$ et leur comportement asymptotique pour $x \gg 1$, $I_\nu(x) \rightarrow \exp(x)/\sqrt{2\pi x}$.

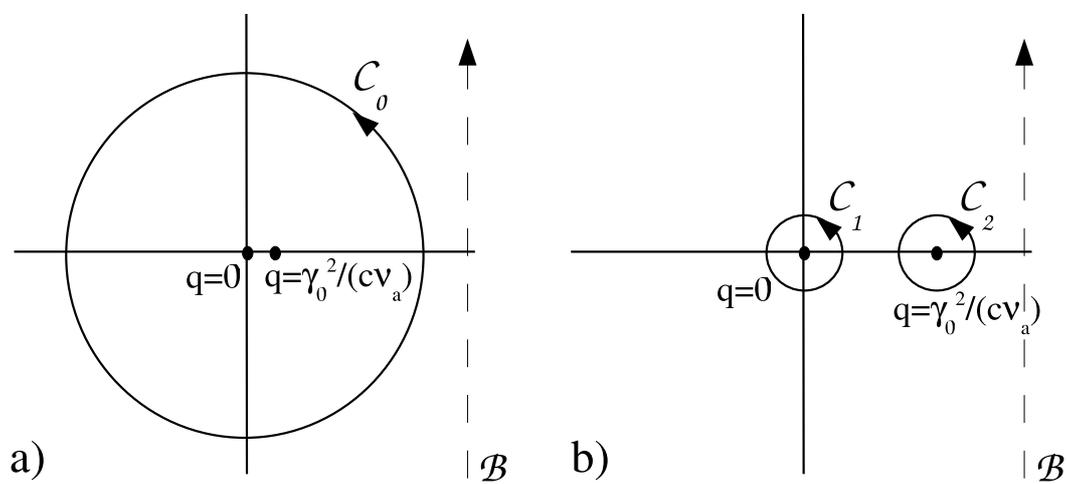


FIG. C.1 – Représentation des contours d’intégration dans le plan complexe. a) Dans la limite $z \ll t v_{abs/conv}$, les deux singularités sont quasi-superposées et se trouvent au centre du contour d’intégration C_0 . b) Dans la limite $z \gg t v_{abs/conv}$, les deux singularités sont bien séparées et donnent chacune une contribution différente à l’intégrale.

Annexe D

Modèle de Tang pour la prise en compte de la déplétion de l'onde de pompe

Nous présentons ici un modèle simplifié permettant de prendre en compte l'effet de la déplétion de l'onde de pompe sur la diffusion Brillouin stimulée vers l'avant. Pour cela, considérons les Eqs. (4.12)-(4.14) où le terme source dans le membre de droite de l'Eq. (4.12) est conservé. Négligeons tout effet d'incohérence de l'onde de pompe, de diffraction et intéressons nous à l'évolution convective de l'instabilité. Nous obtenons :

$$d_z a_p = -(\gamma_0/c) a_d a_s, \quad (\text{D.1})$$

$$d_z a_d = +(\gamma_0/c) a_p a_s^*, \quad (\text{D.2})$$

$$a_s = (\gamma_0/\nu_a) a_p a_d^*, \quad (\text{D.3})$$

où a_p , a_d et a_s sont les champs associés respectivement à l'onde de pompe, l'onde diffusée et l'onde acoustique. Nous pouvons alors écrire les équations d'évolution pour les intensités $I_p = |a_p|^2$ et $I_d = |a_d|^2$ des ondes de pompe et diffusée :

$$d_z I_p = -2q I_p I_d, \quad (\text{D.4})$$

$$d_z I_d = +2q I_p I_d, \quad (\text{D.5})$$

où $q = \gamma_0^2/(c\nu_a)$ est le taux de croissance de l'instabilité. Nous vérifions immédiatement la conservation de l'énergie au cours de la propagation $I_p + I_d = cste = I_0$, où $I_0 = I_p(z = 0) = 1$ dans les normalisations utilisées ici. Introduisons alors le taux de transmission $t = I_p/I_0$ et le taux de diffusion $f = I_d/I_0$, nous obtenons :

$$t + f = 1, \quad (\text{D.6})$$

$$d_z f = 2q(1 - f)f. \quad (\text{D.7})$$

De la deuxième équation nous déduisons :

$$\frac{df}{(1-f)f} = 2q dz, \quad (\text{D.8})$$

ce qui après intégration nous fournit le gain de l'instabilité entre z_0 et z :

$$G = 2q(z - z_0) = \int_{f_0}^f \frac{df}{(1-f)f} = \frac{f(1-f_0)}{f_0(1-f)}, \quad (\text{D.9})$$

où f_0 est le taux de diffusion au début de l'instabilité (en z_0) et f le taux diffusion en fin d'amplification (en z).

Annexe E

Liste des publications et actes de conférences sur le sujet

E.1 Publications

1. **Plasma induced laser beam smoothing below the filamentation threshold**
M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo, S. Weber
Phys. Plasmas **13**, 093104 (2006)
2. **Plasma density fluctuations driven by a randomized laser beam and application to self-smoothing**
M. Grech, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo
J. Phys. IV France **133**, 351 (2006)

E.2 Conférences internationales

1. **Model for forward stimulated Brillouin scattering**
G. Riazuelo, M. Grech, V. T. Tikhonchuk, S. Weber
5th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Kobe (Japan), September 9-14, 2007
2. **Modification of laser beam coherence properties during their propagation through underdense plasmas**
M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo, S. Weber
36th Anomalous absorption conference, Jackson Hole, Wyoming (USA), June 4-

9, 2006

3. **Experimental investigation of the plasma induced laser beam smoothing on the ALISE laser facility**

M. Grech, C. Fourment, S. Montant, J.-P. Goossens, C. Stenz, C. Labaune, G. Riazuelo, S. Weber, Ph. Nicolai, V. T. Tikhonchuk

36th Anomalous absorption conference, Jackson Hole, Wyoming (USA), June 4-9, 2006

4. **Experiment on the plasma induced laser beam smoothing on the ALISE facility**

M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo, S. Weber

4th international meeting on the theory and simulation of the direct-drive inertial fusion, Bordeaux (France), March 6-7, 2006

5. **Plasma induced density fluctuations driven by a randomized laser beam and application to self-smoothing**

M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo, S. Weber, Ph. Nicolai, B. Dubrocca, C. Stenz, C. Fourment, S. Montant, C. Labaune, S. Depierreux, J. Grenier

4th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2005), Biarritz (France), September 4-9, 2005

6. **Laser beam smoothing in plasmas at powers below the filamentation threshold**

M. Grech, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo

32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona (Spain), 27 June - 1 July 2005
ECA Vol.29C, P-2.178 (2005)

7. **Statistical model for the laser beam multiple scattering on the self-induced density fluctuations**

M. Grech, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo

31st EPS Conference on Plasma Phys. London (U.K.), 28 June - 2 July 2004
ECA Vol.28G, P-2.050 (2004)

Bibliographie

- [Abgrall 07] R. Abgrall, J. Breil, P. H. Maire & J. Ovidia. *A centered Lagrangian scheme for multidimensional compressible flow problems*. SIAM J. Scient. Comp., <http://hal.inria.fr/inria-00113542>, 2007.
- [Adler 81] J. Adler. *The geometry of random fields*. Wiley, 1981.
- [Amin 93] M. R. Amin, C. E. Capjack, P. Frycz, W. Rozmus & V. T. Tikhonchuk. *Two-dimensional studies of stimulated Brillouin scattering, filamentation, and self-focusing instabilities of laser light in plasmas*. Physics of Fluids B : Plasma Physics, vol. 5, no. 10, pages 3748–3764, 1993.
- [Ashcroft 76] N. W. Ashcroft & N. David Mermin. *Solid state physics*. Saunders College Publishing, 1976.
- [Atzeni 04] S. Atzeni & J. Meyer-Ter-Vehn. *The physics of inertial fusion*. Oxford University Press, 2004.
- [Ayanides 01] J.-P. Ayanides. *Etude statistique de la propagation non-linéaire d'un faisceau laser partiellement cohérent*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2001.
- [Baldis 80] H. A. Baldis & P. B. Corkum. *Self-Focusing of 10.6 μm Radiation in an Underdense Plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 45, no. 15, page 1260, 1980.
- [Bandulet 03] H. C. Bandulet, C. Labaune, J. Fuchs, P. Michel, J. Myatt, S. Depierreux & H. A. Baldis. *Observation of ion acoustic waves associated with plasma-induced incoherence of laser beams using Thomson scattering*. Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics), vol. 68, no. 5, page 056405, 2003.
- [Bandulet 04] H. C. Bandulet. *Etude par diffusion Thomson d'ondes acoustiques ioniques de grandes longueurs d'onde et leurs effets sur la diffusion Brillouin stimulée*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2004.

- [Bastiaans 86] M. J. Bastiaans. *Application of the Wigner distribution function to partially coherent light*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 3, page 1227, 1986.
- [Batani 07] D. Batani, R. Dezulian, R. Benocci, G. Lucchini, F. Canova, H. Stabile, J. Faure, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, J. Skala, R. Dudzak, J. Ullschmied, M. Koenig, J. Limpouch, V. T. Tikhonchuk & V. Malka. *Direct evidence of gas-induced laser beam smoothing in interaction with thin foils*. Phys. Rev. Lett., 2007.
- [Batha 93] S. H. Batha, K. S. Bradley, H. A. Baldis, R. P. Drake, Kent Estabrook, T. W. Johnston & D. S. Montgomery. *Observation of near-forward stimulated Brillouin scattering from a laser-produced plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 70, no. 6, pages 802–805, Feb 1993.
- [Baton 89] S. D. Baton, C. Labaune, G. Mathieussent & W. Seka. *Study of Schlieren diagnostics to investigate filamentation in plasmas with long density scale lengths*. Opt. Comm., vol. 70, pages 50–55, 1989.
- [Bell 81] A. R. Bell, R. G. Evans & D. J. Nicholas. *Electron Energy Transport in Steep Temperature Gradients in Laser-Produced Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 46, no. 4, pages 243–246, Jan 1981.
- [Berger 88] R. L. Berger, E. A. Williams & A. Simon. *Effect of plasma noise spectrum on stimulated scattering in inhomogeneous plasma*. Phys. Fluids B, vol. 1, page 414, 1988.
- [Bourret 62] R. C. Bourret. *Stochastically perturbed fields, with applications to wave propagation in random media*. Nuovo Cimento, vol. 26, page 3833, 1962.
- [Braginskii 65] S. I. Braginskii. *Transport Processes in a Plasma*. Reviews of Plasma Physics, vol. 1, page 205, 1965.
- [Bransden 03] Joachain C.J. Bransden B.H. Physics of atoms and molecules. 2003.
- [Brantov 98] A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk & W. Rozmus. *Nonlocal electron transport in laser heated plasmas*. Physics of Plasmas, vol. 5, no. 7, pages 2742–2753, 1998.
- [Brantov 99] A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov, V.T. Tikhonchuk, W. Rozmus & V.K. Senecha. *Plasma fluctuations driven by a randomized laser beam*. Phys. of Plasmas, vol. 6, no. 8, page 3002, 1999.
- [Brantov 00] A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk & J. Myatt. *Resonant instability of laser speckles in a semi-collisional underdense plasma*. In M. Kalal, K. Rohlena & M. Sinor, editeurs,

- ECLIM 2000 : 26th European Conference on Laser Interaction with Matter, SPIE, volume 4424, pages 336–339, 2000.
- [Bychenkov 94] V. Yu. Bychenkov, J. Myatt, W. Rozmus & V. T. Tikhonchuk. *Ion acoustic waves in plasmas with collisional electrons*. Phys. Rev. E, vol. 50, no. 6, pages 5134–5137, Dec 1994.
- [Bychenkov 95] V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk & A. V. Brantov. *Nonlocal Electron Transport in a Plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 24, pages 4405–4408, Dec 1995.
- [Caillaud 04] T. Caillaud. *Etude expérimentale de l'émission X issue de l'interaction laser-agrégats*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2004.
- [Chen 84] F. F. Chen. Introduction to plasma physics and controlled fusion, vol. 1. 1984.
- [Coggeshall 88] S. V. Coggeshall, W. C. Mead & R. D. Jones. “*Flicker*” in *small scale laser-plasma self-focusing*. Physics of Fluids, vol. 31, no. 10, pages 2750–2752, 1988.
- [Dautray 94] R. Dautray & J. P. Watteau. La fusion thermonucléaire inertielle par laser : l'interaction laser-matière part. 1, vol. 1. 1994.
- [Denavit 94] J. Denavit & D. W. Phillion. *Laser ionization and heating of gas targets for long-scale-length instability experiments*. Physics of Plasmas, vol. 1, no. 6, pages 1971–1984, 1994.
- [Dixit 94] S. N. Dixit, J. K. Lawson, K. R. Manes, H. T. Powell & Nugent K. A. *Kinofilm phase plates for focal plane irradiance profil control*. Opt. Lett., vol. 19, no. 6, page 417, 1994.
- [Dorchies 03] F. Dorchies, F. Blasco, T. Caillaud, J. Stevefelt, C. Stenz, A. S. Boldarev & V. A. Gasilov. *Spatial distribution of cluster size and density in supersonic jets as targets for intense laser pulses*. Phys. Rev. A, vol. 68, no. 2, page 023201, Aug 2003.
- [Eliseev 97] V. V. Eliseev, I. Ourdev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, C. E. Capjack & P. E. Young. *Ion wave response to intense laser beams in underdense plasmas*. Physics of Plasmas, vol. 4, no. 12, pages 4333–4346, 1997.
- [Emery 91] M.H. Emery, J.H. Gardner, R.H. Lehmberg & S.P. Obenschain. *Hydrodynamic target response to an induced spatial incoherence-smoothed laser beam*. Phys. of Fluids B, vol. 3, page 2640, 1991.
- [Epperlein 90] E. M. Epperlein. *Kinetic theory of laser filamentation in plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 65, no. 17, pages 2145–2148, Oct 1990.

- [Feit 88] M.D. Feit & J.A. Jr. Fleck. *Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in the self-focusing of optical beams*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, no. 3, page 633, 1988.
- [Fernandez 97] Juan C. Fernandez, Bruno S. Bauer, James A. Cobble, D. F. DuBois, George A. Kyrala, D. S. Montgomery, Harvey A. Rose, H. X. Vu, Robert G. Watt, Bernhard H. Wilde, Mark D. Wilke, William M. Wood, Bruce H. Failor, R. Kirkwood & B. J. MacGowan. *Measurements of laser-plasma instability relevant to ignition hohlraums*. Phys. Plasmas, vol. 4, no. 5, pages 1849–1856, 1997.
- [Feugeas 07] J. L. Feugeas, Ph. Nicolaï, X. Ribeyre, M. Grech, P. Charrier & G. Schurtz. *Modeling multidimensional effects in hot spot relaxation in laser-produced plasmas*. to be submitted in Phys. Plasmas, 2007.
- [Freidberg 07] J. Freidberg. *Plasma physics and fusion energy*. Cambridge University Press, 2007.
- [Fuchs 01] J. Fuchs, C. Labaune, S. Depierreux, H. A. Baldis, A. Michard & G. James. *Experimental Evidence of Plasma-Induced Incoherence of an Intense Laser Beam Propagating in an Underdense Plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 3, pages 432–435, Jan 2001.
- [Fuchs 02] J. Fuchs, C. Labaune, H. Bandulet, P. Michel, S. Depierreux & H.A. Baldis. *Reduction of the Coherence Time of an Intense Laser Pulse Propagating through a Plasma*. Phys. Rev Letters, vol. 88, no. 19, pages 195003–1, 2002.
- [Fuchs 07] J. Fuchs, M. Nakatsutsumi, J.-R. Marquès, P. Antici, N. Bourgeois, M. Grech, T. Lin, L. Romagnani, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, R. Kodama & P. Audebert. *Space- and time-resolved observation of single filaments propagation in an underdense plasma and of beam coupling between neighbouring filaments*. accepté à Phys. Plasma Control. Fusion, 2007.
- [Garnier 97] J. Garnier, L. Videau, C. Gouédard & A. Migus. *Statistical analysis for beam smoothing and some applications*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 14, no. 8, 1997.
- [Garnier 98] J. Garnier, L. Videau, C. Gouedard & A. Migus. *Propagation and amplification of incoherent pulses in dispersive and nonlinear media*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 15, page 2773, 1998.
- [Garnier 99] J. Garnier. *Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plate revisited*. Phys. of Plasmas, vol. 6, no. 5, page 1601, 1999.

- [Garnier 03a] J. Garnier. Nonlinear propagation of partially coherent light. ., october 2003.
- [Garnier 03b] J. Garnier. *Propagation of partially coherent light by the Maxwell-Debye equation.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 20, no. 7, page 1409, 2003.
- [Goudeau 04] J. B. Goudeau & G. Riazuelo. *Simulation des instabilités de rétro-diffusion par couplage d'onde et étude numériques sur la propagation paraxiale dans le contexte de la fusion par confinement inertiel.* Rapport technique, Rapport CEA, 2004.
- [Guzdar 93] P.N. Guzdar, C.S. Liu & R.H. Lehmborg. *Induced spatial incoherence effects on the convective Raman instability.* Phys. of Fluids B, vol. 5, no. 3, page 910, 1993.
- [Haas 76] R. A. Haas, M. J. Boyle, K. R. Manes & J. E. Swain. *Evidence of localized heating in CO₂-laser-produced plasmas.* J. Appl. Phys., vol. 47, no. 4, pages 1318–1321, 1976.
- [Hinkel 99] D. E. Hinkel, R. L. Berger, E. A. Williams, A. B. Langdon, C. H. Still & B. F. Lasinski. *Stimulated Brillouin backscatter in the presence of transverse plasma flow.* Physics of Plasmas, vol. 6, no. 2, pages 571–581, 1999.
- [Hüller 97] S. Hüller, Ph. Mounaix, V. T. Tikhonchuk & D. Pesme. *Interaction of two neighboring laser beams taking into account the effects of plasma hydrodynamics.* Physics of Plasmas, vol. 4, no. 7, pages 2670–2680, 1997.
- [Jalinaud 93] T. Jalinaud. *Effet du lissage optique du faisceau laser par utilisation de lame de phase aléatoire sur le développement des instabilités paramétriques.* PhD thesis, Université de Paris VI, 1993.
- [Joshi 82] C. Joshi, C. E. Clayton, A. Yasuda & F. F. Chen. *Direct observation of laser beam filamentation in an underdense plasma.* Journal of Applied Physics, vol. 53, no. 1, pages 215–217, 1982.
- [Kato 84] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka & C. Yamanaka. *Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression.* Phys. Rev. Letters, vol. 53, no. 11, page 1057, 1984.
- [Klyatskin 80] V.I. Klyatskin. *Ondes et équations stochastiques dans les milieux aléatoirement non homogènes.* Editions de Physique, 1980.
- [Kodama 04] R. Kodama, Y. Sentoku, Z.L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T.E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H.

- Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, K. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. A. Norreys, T. Norimatsu, R.A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K.A. Tanaka & T. Yabuuchi. *Plasma devices to guide and collimate a high density of MeV electrons*. Nature, vol. 432, page 1005, 2004.
- [Labaune 92] C. Labaune, S. Baton, T. Jalinaud, H.A. Baldis & D. Pesme. *Filamentation in long scale length plasmas : Experimental evidence and effects of laser spatial incoherence*. Phys. of Fluids B, vol. 4, no. 7, page 2224, 1992.
- [Labaune 04] C. Labaune, H. Bandulet, S. Depierreux, K. Lewis, P. Michel, A. Michard, H.A. Baldis, S. Hulin, D. Pesme, S. Hüller, V.T. Tikhonchuk, C. Riconda & S. Weber. *Laser-plasma interaction experiments in the context of inertial fusion*. Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 46, pages B–301, 2004.
- [Lawson 55] J. D. Lawson. *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*. Atomic Energy Research Establishment, 1955.
- [Lehmberg 83] R.H. Lehmberg & S.P. Obenschain. *Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets*. Opt. Commun., vol. 46, pages 27–31, 1983.
- [Lewis 05] K. Lewis, G. Riazuelo & C. Labaune. *Modeling of imaging diagnostics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX*. Review of Scientific Instruments, vol. 76, no. 9, page 093502, 2005.
- [Lindl 95] J.D. Lindl. *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*. Phys. of Plasmas, vol. 2, no. 11, page 3933, 1995.
- [Loiseau 06] P. Loiseau, O. Morice, D. Teychenne, M. Casanova, S. Huller & D. Pesme. *Laser-Beam Smoothing Induced by Stimulated Brillouin Scattering in an Inhomogeneous Plasma*. Physical Review Letters, vol. 97, no. 20, page 205001, 2006.
- [Luciani 83] J. F. Luciani, P. Mora & J. Virmont. *Nonlocal Heat Transport Due to Steep Temperature Gradients*. Phys. Rev. Lett., vol. 51, no. 18, pages 1664–1667, Oct 1983.
- [Lushnikov 04] P. M. Lushnikov & H. A. Rose. *Instability Versus Equilibrium Propagation of a Laser Beam in Plasma*. Physical Review Letters, vol. 92, no. 25, page 255003, 2004.

- [Lushnikov 06a] P. Lushnikov & H. A. Rose. *Instability versus equilibrium propagation of a laser beam in plasma*. Rapport technique, Los Alamos National Laboratory, 2006.
- [Lushnikov 06b] P. M. Lushnikov & H. A. Rose. *How much laser power can propagate through fusion plasmas?* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 48, pages 1501–1513, 2006.
- [Malka 00] V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely & F. Amiranoff. *Characterisation of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulse gas jets*. Review of Scientific Instruments, vol. 71, page 2329, 2000.
- [Malka 01] V. Malka, J. Faure & F. Amiranoff. *Characterisation of plasma produced by laser-gaz jet interaction*. Phys. Plasmas, vol. 8, page 3467, 2001.
- [Malka 03] V. Malka, J. Faure, S. Hüller, V.T. Tikhonchuk, S. Weber & T. Amiranoff. *Enhanced spatiotemporal laser-beam smoothing in gas-jet experiments*. Phys. Rev. Letters, vol. 90, no. 7, pages 075002–1, 2003.
- [Maximov 01] A. V. Maximov, I. G. Ourdev, D. Pesme, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk & C. E. Capjack. *Plasma induced smoothing of a spatially incoherent laser beam and reduction of backward stimulated Brillouin scattering*. Physics of Plasmas, vol. 8, no. 4, pages 1319–1328, 2001.
- [Michel 03a] P. Michel. *Perte de cohérence d'un faisceau laser intense lors de sa propagation dans un plasma*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2003.
- [Michel 03b] P. Michel, C. Labaune, S. Weber, V.T. Tikhonchuk, G. Bonnaud, G. Riazuelo & F. Walraet. *Studies of the laser filament instability in a semicollisional plasma*. Phys. of Plasmas, vol. 10, no. 9, page 3545, 2003.
- [Michel 04] P. Michel, C. Labaune, H.C. Bandulet, K. Lewis, S. Depierreux, S. Hulin, G. Bonnaud, V.T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo, H.A. Baldis & A. Michard. *Strong Reduction of the Degree of Spatial Coherence of a Laser Beam Propagating through a Preformed Plasma*. Phys. Rev. Letters, vol. 92, no. 17, pages 175001–1, 2004.
- [Montgomery 96] D. S. Montgomery, J. D. Moody, H. A. Baldis, B. B. Afeyan, R. L. Berger, K. G. Estabrook, B. F. Lasinski, E. A. Williams & C. Labaune. *Effects of laser beam smoothing on stimulated Raman scat-*

- tering in exploding foil plasmas.* Physics of Plasmas, vol. 3, no. 5, pages 1728–1736, 1996.
- [Montgomery 98] D. S. Montgomery, B. B. Afeyan, J. A. Cobble, J. C. Fernandez, M. D. Wilke, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, B. J. MacGowan, J. D. Moody, E. L. Lindman, D. H. Munro, B. H. Wilde, H. A. Rose, D. F. Dubois, B. Bezzerides & H. X. Vu. *Evidence of plasma fluctuations and their effect on the growth of stimulated Brillouin and stimulated Raman scattering in laser plasmas.* Phys. Plasmas, vol. 5, no. 5, pages 1973–1980, 1998.
- [Montgomery 02] D. S. Montgomery, J. A. Cobble, J. C. Fernandez, R. J. Focia, R. P. Johnson, N. Renard-LeGalloudec, H. A. Rose & D. A. Russell. *Recent Trident single hot spot experiments : Evidence for kinetic effects, and observation of Langmuir decay instability cascade.* Phys. Plasmas, vol. 9, no. 5, pages 2311–2320, 2002.
- [Moody 99a] J. D. Moody, B. J. MacGowan, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, S. M. Pollaine, E. A. Williams, G. F. Stone, B. B. Afeyan & A. J. Schmitt. *Measurements of near forward scattered laser light in a large inertial confinement fusion plasma (invited).* In Rev. Sci. Inst., volume 70, pages 677–681. AIP, 1999.
- [Moody 99b] J. D. Moody, B. J. MacGowan, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. J. Schmitt, E. A. Williams & G. F. Stone. *First Measurement of Short Length-Scale Density Fluctuations in a Large Laser Plasma.* Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 9, pages 1783–1786, Aug 1999.
- [Moody 00] J. D. Moody, B. J. MacGowan, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, D. S. Montgomery, A. J. Schmitt, E. A. Williams & G. F. Stone. *Experimental investigation of short scalelength density fluctuations in laser-produced plasmas.* In Phys. Plasmas, volume 7, pages 2114–2125. AIP, 2000.
- [More 88] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young & G. B. Zimmerman. *A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter.* Physics of Fluids, vol. 31, no. 10, pages 3059–3078, 1988.
- [Mounaix 00] Ph. Mounaix, L. Divol, S. Hüller & V. T. Tikhonchuk. *Effects of Spatial and Temporal Smoothing on Stimulated Brillouin Scattering in the Independent-Hot-Spot Model Limit.* Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 21, pages 4526–4529, Nov 2000.
- [Myatt 01] J. Myatt, D. Pesme, S. Hüller, A. Maximov, W. Rozmus & Capjack C. E. *Nonlinear propagation of a randomized laser beam*

- through an expanding plasma.* Phys. Rev. Letters, vol. 87, no. 25, pages 255003–1, 2001.
- [Nakatsutsumi 06] M. Nakatsutsumi, J. Fuchs, P. Antici, P. Audebert, N. Bourgeois, M. Grech, R. Kodama, T. Lin, J. R. Marques, L. Romagnani & V. T. Tikhonchuk. *Dynamics of high power and long pulse laser propagation and its control in underdense plasmas.* In APS 48th Conference on Plasma Physics, 2006.
- [Nuter 04] R. Nuter. Impulsions laser femtosecondes : Modules d'ionisation et propagation chirpée. Comm. Privée, 2004.
- [Pesme 00] D. Pesme, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, A. Maximov, I. Ourdev & C. H. Still. *Resonant Instability of Laser Filaments in a Plasma.* Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 2, pages 278–281, Jan 2000.
- [Pesme 02] D. Pesme, S. Hüller, J. Myatt, C. Riconda, A. Maximov, V.T. Tikhonchuk, C. Labaune, J. Fuchs, S. Depierreux & Baldis H.A. *Laser-plasma interaction studies in the context of megajoules lasers for inertial fusion.* Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 44, page B53, 2002.
- [Pesme 07] D. Pesme, R. L. Berger, E. A. Williams, A. Bourdier & A. Bortuzzo-Lesne. *A statistical description of parametric instabilities with an incoherent pump.* ArXiv e-prints, 2007.
- [Prandl 40] L. Prandl. Précis de mécanique des fluides. Dunod, 1940.
- [Riazuelo 98] G. Riazuelo. *Etude théorique et numérique de l'influence du lissage optique sur la filamentation des faisceaux lasers dans les plasmas sous critiques de fusion inertielle.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 1998.
- [Riazuelo 99] G Riazuelo & G. Bonnaud. *Filamentation of smoothed laser beams in hot plasmas.* In Inertial Fusion Sciences and Applications, 1999.
- [Riazuelo 00] G. Riazuelo & G. Bonnaud. *Coherence properties of a smoothed laser beam in a hot plasma.* Phys. of Plasmas, vol. 7, no. 10, page 3841, 2000.
- [Riazuelo 05] G. Riazuelo. *Traversée de Fenêtre.* Rapport technique, Commissariat à l'Energie Atomique, 2005.
- [Rose 92] H.A. Rose & D.F. Dubois. *Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by Random Phase Plate.* Phys. of Fluids B, vol. 5, page 590, 1992.
- [Rose 94] H. A. Rose & D. F. DuBois. *Laser hot spots and the breakdown of linear instability theory with application to stimulated Brillouin*

- scattering*. Phys. Rev. Lett., vol. 72, no. 18, pages 2883–2886, May 1994.
- [Roth 01] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry & H. Powell. *Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 3, pages 436–439, Jan 2001.
- [Schmitt 88] A.J. Schmitt. *The effects of optical smoothing techniques on filamentation in laser plasmas*. Phys. of Fluids, vol. 31, no. 10, page 3079, 1988.
- [Schmitt 91] A. J. Schmitt. *Three-dimensional filamentation of light in laser plasmas*. Phys. Fluids B, vol. 3, no. 1, pages 186–194, 1991.
- [Schmitt 98] A. J. Schmitt & B. B. Afeyan. *Time-dependant filamentation and stimulated Brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas*. Phys. of Plasmas, vol. 5, no. 2, page 503, 1998.
- [Schurtz 00] G. P. Schurtz, Ph. D. Nicolai & M. Busquet. *A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes*. Physics of Plasmas, vol. 7, no. 10, pages 4238–4249, 2000.
- [Schurtz 05] G. Schurtz. *La fusion inertielle par laser*. In Cours des Houches, 2005.
- [Senecha 98] V. K. Senecha, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov & V. T. Tikhonchuk. *Temperature relaxation in hot spots in a laser-produced plasma*. Phys. Rev. E, vol. 57, no. 1, pages 978–981, Jan 1998.
- [Short 84] R. W. Short, W. Seka, K. Tanaka & E. A. Williams. *Two-Plasmon Decay and Three-Halves Harmonic Generation in Filaments in a Laser-Produced Plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 52, no. 17, pages 1496–1499, Apr 1984.
- [Spitzer 53] L. Jr. Spitzer & R. Harm. *Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas*. Phys. Rev., vol. 89, no. 5, pages 977–981, 1953.
- [Stamper 85] J. A. Stamper, R. H. Lehmberg, A. Schmitt, M. J. Herbst, F. C. Young, J. H. Gardner & S. P. Obenschain. *Evidence in the second-harmonic emission for self-focusing of a laser pulse in a plasma*. Physics of Fluids, vol. 28, no. 8, pages 2563–2569, 1985.
- [Still 00] C. H. Still, R. L. Berger, A. B. Langdon, D. E. Hinkel, L. J. Suter & E. A. Williams. *Filamentation and forward Brillouin scatter of*

- entire smoothed and aberrated laser beams.* Phys. of Plasmas, vol. 7, no. 5, page 2023, 2000.
- [Surville 04] J. Surville, L. Videau, S. Montant, C. Stenz & C. Sauteret. *Spatial and temporal coherence characterization of a smoothed laser beam.* Optics Letters, vol. 29, pages 2336–2338, 2004.
- [Surville 05] J. Surville. *Développement et mise en oeuvre de diagnostics pour l'analyse d'une figure de tavelures obtenue par lissage optique.* PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2005.
- [Tabak 94] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry & Rodney J. Mason. *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers.* Physics of Plasmas, vol. 1, no. 5, pages 1626–1634, 1994.
- [Teller 81] E. Teller. Fusion vol. 1, part. a and b. 1981.
- [Temporal 06] Mauro Temporal. *Fast ignition of a compressed inertial confinement fusion hemispherical capsule by two proton beams.* Physics of Plasmas, vol. 13, no. 12, page 122704, 2006.
- [Tikhonchuk 96] V. T. Tikhonchuk, C. Labaune & H. A. Baldis. *Modeling of a stimulated Brillouin scattering experiment with statistical distribution of speckles.* Physics of Plasmas, vol. 3, no. 10, pages 3777–3785, 1996.
- [Tracy 93] M. D. Tracy, E. A. Williams, K. G. Estabrook, J. S. De Groot & S. M. Cameron. *Eigenvalue solution for the ion-collisional effects on ion-acoustic and entropy waves.* Phys. Fluids B, vol. 5, page 1430, 1993.
- [Videau 98] L. Videau. *Le lissage optique pour chaînes laser de puissance.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1998.
- [Videau 01] L. Videau. Rapport général sur le lissage optique pour la lil et le lmj. Comm. Privée, 2001.
- [Walraet 01] Francois Walraet, Guy Bonnaud & Gilles Riazuelo. *Velocities of speckles in a smoothed laser beam propagating in a plasma.* Physics of Plasmas, vol. 8, no. 11, pages 4717–4720, 2001.
- [Walraet 03a] F. Walraet. *Propagation et rétrodiffusion d'un faisceau laser lissé dans un plasma de fusion inertielle.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2003.
- [Walraet 03b] F. Walraet, G. Riazuelo & G. Bonnaud. *Propagation in a plasma of a laser beam smoothed by longitudinal spectral dispersion.* Physics of Plasmas, vol. 10, no. 3, pages 811–819, 2003.

- [Wattellier 03] B. Wattellier, J. Fuchs, J. P. Zou, J. C. Chanteloup, H. Bandulet, P. Michel, C. Labaune, S. Depierreux, A. Kudryashov & A. Aleksandrov. *Generation of a single hot spot by use of a deformable mirror and study of its propagation in an underdense plasma*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 20, pages 1632–1642, 2003.
- [Weber 05] S. Weber, G. Riazuelo, P. Michel, R. Loubère, F. Walraet, V. T. Tikhonchuk, V. Malka, J. Ovadia & G. Bonnaud. *A transport simulation code for inertial confinement fusion relevant laser plasma interaction*. Computer Phys. Comm., vol. 168, no. 3, pages 141–158, 2005.
- [Wilks 94] S. Wilks, P. E. Young, J. Hammer, M. Tabak & W. L. Kruer. *Spreading of Intense Laser Beams Due to Filamentation*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, no. 22, pages 2994–2997, Nov 1994.
- [Willi 81] O. Willi & P. T. Rumsby. *Filamentation on laser irradiated spherical targets*. Opt. Comm., vol. 37, pages 45–48, 1981.
- [Young 88] P. E. Young, H. A. Baldis, R. P. Drake, E. M. Campbell & K. G. Estabrook. *Direct Evidence of Ponderomotive Filamentation in a Laser-Produced Plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 20, pages 2336–2339, Nov 1988.
- [Zimmerman 78] G. Zimmerman, D. Kershaw, D. Bailey & J. Harte. *LASNEX code for inertial confinement fusion*. J. Opt. Soc. Am., vol. 68, page 549, 1978.

Modifications des propriétés de cohérence des faisceaux laser dans les plasmas de fusion par confinement inertiel

La fusion inertielle par laser requiert l'utilisation de faisceaux laser lissés aux propriétés de cohérence contrôlables. Ces faisceaux contiennent une multitude de surintensités : les speckles. Lors de leur propagation dans un plasma, les propriétés de cohérence de ces faisceaux peuvent être modifiées, on parle de lissage par plasma. A haute intensité, des instabilités se développant au sein même des speckles induisent la perte de cohérence. A plus basse intensité, des mécanismes collectifs mettant en jeu plusieurs speckles sont responsables du lissage induit. Cette thèse constitue une étude théorique, numérique et expérimentale de ces mécanismes.

La prise en compte du caractère incohérent des faisceaux laser requiert l'utilisation d'outils statistiques pour décrire l'interaction laser-plasma. Un modèle est développé pour la diffusion multiple de l'onde laser sur les fluctuations de densité induites par l'ensemble des speckles. Cette diffusion est responsable d'un élargissement du spectre spatial et temporel de l'onde laser. Elle sert de germe à l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée vers l'avant, laquelle induit à la fois un élargissement spectral et un décalage vers le rouge de la lumière transmise. Un modèle analytique est développé pour cette instabilité. Un nouveau critère est établi qui détermine une puissance (sous la puissance critique pour la filamentation) au delà de laquelle cette instabilité croît fortement.

Des simulations numériques réalisées avec le code PARAX et une expérience réalisée sur le laser ALISE confirment la présence importante de ces mécanismes de diffusion vers l'avant à basse intensité et leur rôle dans le lissage induit par plasma

Mots clés : Fusion par confinement inertiel, Laser Méga-Joule, Lissage des faisceaux laser, Interaction laser-plasma, Lissage induit par plasma, Instabilités paramétriques, Diffusion multiple, Diffusion Brillouin stimulée, Ondes acoustiques ioniques, Formalisme paraxial, Modèles statistiques.

Modifications of the laser beam coherence in inertial confinement fusion plasmas

Inertial confinement fusion by laser requires smoothed laser beam with well-controlled coherence properties. Such beams are made of many randomly distributed intensity maxima: the so-called speckles. As the laser beam propagates through plasma its temporal and spatial coherence can be reduced. This phenomenon is called plasma induced smoothing. For high laser intensities, instabilities developing independently inside the speckles are responsible for the coherence loss. At lower intensities, only collective effects, involving many speckles, can lead to induced smoothing. This thesis is a theoretical, numerical and experimental study of these mechanisms.

Accounting for the partially incoherent behavior of the laser beams requires the use of statistical description of the laser-plasma interaction. A model is developed for the multiple scattering of the laser light on the self-induced density perturbations that is responsible for a spreading of the temporal and spatial spectra of the transmitted light. It also serves as a strong seed for the instability of forward stimulated Brillouin scattering that induces both, angular spreading and red-shift of the transmitted light. A statistical model is developed for this instability. A criterium is obtained that gives a laser power (below the critical power for filamentation) above which the instability growth is important.

Numerical simulations with the interaction code PARAX and an experiment performed on the ALISE laser facility confirm the importance of these forward scattering mechanisms in the modification of the laser coherence properties.

Key words: Inertial confinement fusion, Laser Méga-Joule, Laser beam smoothing, Laser-plasma interaction, Plasma induced smoothing, Parametric instabilities, Multiple scattering, Stimulated Brillouin scattering, Ion acoustic waves, Paraxial formalism, Statistical models.