HAL
open science

Étude du comportement collectif des speckles dans le développement de la diffusion Raman stimulée lors de l'interaction laser-plasma

Kevin Glize

To cite this version:

Kevin Glize. Étude du comportement collectif des speckles dans le développement de la diffusion Raman stimulée lors de l'interaction laser-plasma. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique, 2015. Français. NNT : . tel-01226783v2

HAL Id: tel-01226783

https://pastel.hal.science/tel-01226783v2

Submitted on 16 Mar 2016

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

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

Thèse

présentée à l'École Polytechnique
pour l'obtention du grade de :

Docteur de l'École Polytechnique

Spécialité : Physique

par

Kevin Glize

Étude du comportement collectif des speckles dans le développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée lors de l'interaction laser-plasma

---

Soutenue publiquement le 30 septembre 2015
devant le jury composé de

Président du jury	**P. Mora**
Rapporteur	**D. Benisti**
Rapporteur	**B. Cros**
Examinateur	**J. Faure**
Examinateur	**A. Heron**
Directeur de thèse	**S. Baton**
Encadrant de thèse	**C. Rousseaux**

« La connaissance s'acquiert par l'expérience, tout le reste n'est qu'information »

A. Einstein

Résumé

Les instabilités paramétriques qui se développent dans l'interaction laser-plasma à haute intensité dans les plasmas chauds de plusieurs millimètres typiques des expériences de FCI, entrainent des taux de rétrodiffusion importants, ce qui en fait un sujet toujours préoccupant. Les travaux de cette thèse se concentrent sur l'étude d'une des instabilités paramétriques, la diffusion Raman stimulée, dans les cas mono-, bi- et multi-speckles ou points chauds que l'on retrouve dans les taches focales des gros lasers de puissance.

Cette étude expérimentale, effectuée en régime picoseconde, a établi la différence des comportements en régime isolé ou collectif de la rétrodiffusion Raman : la modification des propriétés locales du plasma induite par un point chaud intense peut rendre instable un point chaud voisin, stable vis-à-vis de l'instabilité s'il était isolé, par l'intermédiaire d'un couplage cinétique et/ou d'un couplage d'ondes. Une série d'expériences utilisant des diagnostics de diffusion Thomson à hautes résolutions spatiale et temporelle couplées avec une imagerie de la rétrodiffusion Raman a permis de mettre en évidence l'existence de ce comportement collectif, de saisir sa dynamique puis de caractériser à l'échelle picoseconde son influence dans le développement global de l'instabilité Raman en discriminant l'aspect cinétique (électrons suprathermiques) de l'aspect ondulatoire (couplage par l'intermédiaire des ondes excitées par l'instabilité).

Les mesures expérimentales bispeckle ont été interprétées à l'aide de simulations particulaires 2D du code CALDER qui reproduit cette discrimination entre ces deux types de perturbations.

Abstract

Laser-plasma instabilities which occur in millimetric hot plasma, typical in ICF experiments, are still a preoccupying topic because they lead to reflectivity levels higher than predicted. In this context, this work focuses on stimulated Raman scattering (SRS) through a multi-scale analysis : mono, bi and multi speckle scales.

This picosecond experimental study highlights the difference between isolated and collective speckle behaviors in SRS development. A weak speckle, stable if isolated, may become unstable under the influence of SRS driven local plasma modifications generated by an intense nearby speckle : kinetic perturbations with suprathermal electrons and/or wave coupling with electromagnetic and electrostatic seeds. From set of experimental campaigns, featuring a highly spatially- and temporally-resolved Thomson-scattering diagnostic and backward Raman imaging, we evidenced and characterized this collective behavior. An experimental difference between these two kinds of perturbations was observed which lead to differentiate their contributions.

In parallel, 2D PIC simulations using CALDER were performed to interpret bispeckle experimental results and in particular to understand the influence from both kinds of perturbations.

Remerciements

A mon tour de m'atteler à ce poncif que sont les remerciements...

Je tiens à remercier en priorité Christophe Rousseaux pour m'avoir permis de réaliser cette thèse et m'avoir encadré au quotidien. Sa culture inépuisable sur l'interaction laser-plasma, sa gentillesse et sa patience auront été autant de qualités ayant permis mon immersion, dans les meilleurs conditions, dans l'univers abscons des instabilités paramétriques.

Je remercie aussi chaleureusement Sophie Baton de m'avoir laissé ma chance il y a de ça plus de 4 ans et sans quoi cette thèse n'aurait pas été possible. Son dynamisme, son expérience et sa rigueur ont confirmé mon goût pour la recherche expérimentale et m'ont permis d'acquérir au cours des années une culture solide et de multiples compétences. Merci aussi pour les pauses chocolat, les excès de pâtes au *pesto* et les pauses bière, passages obligatoires pour supporter ces longues soirées de manip.

Cette thèse, passée quasi quotidiennement au CEA, a été l'occasion de croiser nombre de personnalités qui ont fait de ces trois années une période riche et haute en couleurs. Un grand merci à Bérénice Loupias pour ces trajets en voiture souvent épiques, qui m'ont permis de m'apitoyer sur fond de musique populaire et surtout d'apprendre les rudiments de la parenté qui m'ont convaincu que d'avoir des enfants comportait beaucoup trop de « contre ».

Je remercie aussi Stéphanie Brygoo et Ludovic Lecherbourg, les deux « grignoteurs » du labo, d'avoir été mes partenaires de glandouille à coup de pauses café (même si je vous tiens encore rigueur de vos oublis) et de razzias sur les restes à l'étage. Je remercie finalement toute l'équipe du labo pour son accueil et sa sympathie qui a permis à cette thèse de se dérouler dans un cadre agréable et a fait du *fond de couloir* un lieu où il faisait bon travailler

La qualité et la réussite de ces expériences n'auraient pas été possible sans l'aide de Livia Lancia : merci pour le soutien lorsque l'humeur n'était plus aussi joyeuse. Un second merci, ainsi qu'à Jean-Raphaël Marquès, pour m'avoir accueilli lors d'une manip « découverte » de l'amplification Brillouin.

Je profite de ces quelques lignes pour remercier toute l'équipe technique *ELFIE* pour leurs efforts, leur constante bonne humeur et leur aide inestimable. Je remercie tout particulièrement Johanna De Sousa pour sa gentillesse, son aide presque sans limites et surtout son savoureux Far breton.

Malgré l'immense part de mon temps consacré aux expériences, ce travail a pu être enrichit d'une interprétation numérique précieuse et ce grâce à la contribution irremplaçable de

Laurent Gremillet. Merci de m'avoir fait découvrir cette facette numérique de la recherche et de n'avoir jamais rechigné à répondre à mes nombreuses questions.

Je témoigne toute ma reconnaissance aux membres du jury et tout particulièrement à Didier Bénisti et Brigitte Cros de s'être acquittés de la tâche ardue de rapporteur.

Ces trois années n'ont pas été seulement synonymes de travail intensif et ce grâce à nombre de camarades d'infortune. Tout d'abord un grand merci à Vincent, mon co-bureau durant toute la durée de cette thèse, pour nos discussions souvent houleuses qui nous ont permis de refaire le monde, sur des sujets divers et variés : parfois de physique et généralement au-delà. Merci aussi aux innombrables thésards/post-doc/nouveaux embauchés que j'ai croisé au cours de ma thèse : ayant la paresse de tous vous citer et la crainte d'en oublier certains, je vous laisse la tâche de vous reconnaître.

Merci à Fabien, *le col*oc, à Pierre, *l'hôte*, et à Émilien, *le fourvoyé*, d'avoir été mes compagnons de débauche lors de nos descentes hebdomadaires, tantôt tranquilles mais trop souvent dantesques, qui m'ont permis, sinon d'oublier, pour le moins de soulager des semaines parfois harassantes.

Je m'excuse auprès de ceux que j'ai oublié, et il y en a immanquablement.

Avant de conclure, je tiens à remercier mes parents, pour leur soutien et pour ce pot de thèse qui en a régalé plus d'un.

Et pour finir ces remerciements, un dernier mais non des moindres, je remercie la petite sœur d'Adrien d'être arrivée au bon moment !

Table des matières

Table des matières **1**

I Introduction **5**

I.1 L'histoire de la fusion thermonucléaire contrôlée 5

I.2 La fusion par confinement inertiel 7

I.3 Interaction laser-plasma 10

I.4 Objectifs et plan de la thèse 11

II Aspects théoriques et état de l'art **17**

II.1 Notions fondamentales en physique des plasmas 18

II.1.1 Grandeurs fondamentales 18

II.1.2 Les ondes dans un plasma 20

II.1.3 Amortissement Landau 22

II.1.4 Force pondéromotrice 23

II.2 Théorie générale de l'instabilité de diffusion Raman stimulée 25

II.2.1 Introduction aux instabilités de diffusion stimulée 25

II.2.1.1 Instabilité de diffusion Raman stimulée 25

II.2.1.2 Instabilité de diffusion Brillouin stimulée 27

II.2.2 Théorie linéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée 28

II.2.3 Description de la phase de croissance de l'instabilité de diffusion Raman stimulée 33

II.2.4 Mécanismes non linéaires de saturation et d'inflation de l'instabilité . 36

II.3 Vers un régime collectif des speckles dans le développement de l'instabilité Raman 42

II.4 Conclusion 47

III Dispositif expérimental **51**

III.1 Installation Laser 52

III.2 Le faisceau de création et le jet de gaz 53
III.2.1 Faisceau de création 53
III.2.2 Caractérisation du jet de gaz 54
III.2.3 Formation du plasma par ionisation 57
III.3 Le faisceau d'interaction 59
III.3.1 Configuration monospeckle 59
III.3.2 Configuration bispeckle 62
III.3.3 Configuration multispeckle 64
III.4 Le faisceau sonde 68
III.5 Diagnostics de diffusion Thomson 68
III.5.1 Bases théoriques de la diffusion Thomson 68
III.5.2 Le diagnostic de diffusion Thomson appliqué à nos expériences 71
III.5.2.1 Géométrie 71
III.5.2.2 Caractérisation du plasma 73
III.6 Diagnostics de rétrodiffusion 75
III.6.1 Mesure de l'énergie rétrodiffusée par photodiodes 76
III.6.2 Imagerie de la rétrodiffusion 77

IV Caractérisation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée en configuration monospeckle 79
IV.1 Comportement de référence de l'instabilité Raman dans le cas d'un unique speckle gaussien 80
IV.2 Effet de l'amortissement $k\lambda_D$ sur le développement de l'instabilité Raman . . 85
IV.3 Conclusion 88

V Comportement collectif des speckles en configuration bispeckle 91
V.1 Mise en évidence du comportement collectif en configuration bispeckle 92
V.2 Discrimination des effets cinétiques et ondulatoires 98
V.2.1 État de l'art 98
V.2.2 Interaction bispeckle en polarisations croisées 100
V.2.3 Interaction bispeckle en polarisations parallèles 103
V.2.4 Discussions 105
V.3 Étude numérique de la configuration bispeckle en polarisations croisées et parallèles 109
V.3.1 Simulation du speckle faible seul 110
V.3.2 Simulation bispeckle en polarisations croisées 112
V.3.3 Simulation bispeckle en polarisations parallèles 125

V.3.4 Comparaison entre les observations expérimentales et numériques et discussions 129
V.4 Étude des propriétés des perturbations cinétiques en configuration bispeckle et polarisations croisées 133
V.4.1 Propagation spatio-temporelle des perturbations cinétiques 134
V.4.2 Effet de l'amortissement $k\lambda_D$ sur le comportement collectif cinétique . 136
V.5 Conclusion 138

VI Instabilité de diffusion Raman stimulée pour une multitude de speckles 143
VI.1 Comportement SRS pour un faisceau lissé spatialement par RPP 144
VI.2 Influence d'un unique speckle sur le développement de l'instabilité Raman dans un champ de speckles RPP 148

VII Conclusions et perspectives 153

Annexes 161
A Code particulaire CALDER 161
A.1 Principe d'un code particulaire 161
A.2 Caractéristiques des simulations CALDER réalisées 162
B Modèle d'ionisation du jet de gaz 165
C Calcul de la température électronique 167
D Influence de la durée de l'interaction sur le développement du SRS 169
E Formulaire 175

Bibliographie 179

Chapitre I

INTRODUCTION

I.1 L'histoire de la fusion thermonucléaire contrôlée

Dans un monde à la démographie galopante et aux besoins toujours plus nombreux, la production d'énergie à grande échelle est l'une des problématiques majeures de notre époque. Les enjeux économiques sous couvert des contraintes environnementales ont conduit à étudier de nouveaux moyens pour répondre à ce besoin en constant accroissement. C'est dans ce contexte qu'est étudiée depuis plus de 60 ans une des solutions envisagées : la fusion thermonucléaire contrôlée.

C'est en 1929, grâce à la découverte de l'effet tunnel, que R. Atkinson et F. Houtermans prédisent l'existence de réactions dans les étoiles qui libèreraient une très grande quantité d'énergie : les réactions de fusion thermonucléaire. Cette énergie correspond au défaut de masse de la réaction, c'est à dire à l'énergie de liaison des différents noyaux, qui est évaluée grâce aux travaux de A. Einstein et sa désormais célèbre équation $E{=}mc^2$. C'est 10 ans plus tard, dans le contexte que l'on sait, que les programmes de recherche sur les réactions de fusion connaîtront un réel essor, notamment dans le cadre du Projet Manhattan. Cette course à la recherche et à l'armement conduira en 1952 à l'explosion de Ivy Mike, la première bombe à fusion. En parallèle, dès 1950, sera envisagée l'idée de contrôler ces réactions dans l'optique de récupérer cette grande quantité d'énergie et ainsi obtenir une nouvelle source d'énergie aux nombreuses qualités.

Dès lors, deux voies ont été envisagées pour réaliser et contrôler les réactions de fusion thermonucléaire en laboratoire : la fusion magnétique et la fusion inertielle. Historiquement, c'est la voie magnétique qui la première a vu le jour. Celle-ci débute dans les années 50, avec

l'invention du Tokamak par I. Tamm et A. Sakharov. Cet instrument est basé sur le principe de confinement, par le biais d'un champ magnétique, d'un fluide chargé peu dense. Dès lors, plusieurs programmes verront le jour, utilisant des Tokamaks pour étudier les réactions de fusion, notamment à Novossibirsk (Russie) où L. Artsimovich obtient les premières réactions de fusion quasi-stationnaires dès 1968. De nos jours, cette méthode est toujours activement étudiée, comme en témoigne le partenariat international autour du projet ITER [1], qui sera le plus grand Tokamak existant, actuellement en construction dans le sud de la France. Avec l'invention du LASER [2] dans les années 1960, une autre voie a été envisagée où le combustible est comprimé à une très forte densité par rayonnement (laser ou X selon le schéma considéré) pendant une durée très courte : il s'agit du confinement inertiel (FCI [3]). Les programmes de recherche, ayant débuté à la fin des années 1960 en France, en URSS et aux États-Unis (C. Colin & Lange, 1968; Basov et al., 1968; Nuckolls et al., 1973), ont conduit à la construction et l'utilisation de grandes installations laser de forte énergie, nécessaire pour atteindre les conditions suffisantes d'allumage : le NIF [4] aux États-Unis et le LMJ [5] en France. C'est cette dernière voie qui motive l'étude qui va être présentée ici, le travail de recherche s'inscrivant dans l'amélioration de la compréhension de la physique liée à la fusion par confinement inertiel et plus précisément à l'interaction qui se produit entre le laser et la matière sous forme de plasma.

Avant toute chose, présentons brièvement les principes de bases liés à la notion de fusion thermonucléaire. Les études menées sur les sections efficaces des différentes réactions de fusion possibles ont déterminé le couple optimum comme étant la réaction d'un mélange de deutérium-tritium (D-T). Une fois portée dans les conditions de température suffisante, le mélange de combustible D-T peut fusionner et aboutir à une réaction donnée par

$$D + T \rightarrow \quad \alpha\ (3.5\,\mathrm{MeV}) + n\ (14.1\,\mathrm{MeV}) \tag{I.1.1}$$

En plus d'avoir une section efficace intéressante, les combustibles présentent l'avantage d'être disponibles en quantité quasi-illimitée, tout du moins pour le deutérium. Celui-ci s'obtient directement grâce à l'eau de mer et le tritium peut s'obtenir lors de la réaction de fusion elle-même en introduisant des noyaux de lithium (sur les parois extérieures par exemple) présent sous forme de gisements en quantité suffisante mais pas illimitée ; ceux-ci vont capturer les neutrons produits lors de la fusion et ainsi donner naissance, entre autre, à des noyaux de

1. International Thermonuclear Experimental Reactor
2. Light Amplification of Stimulated Emission Radiation
3. Fusion par Confinement Inertiel
4. National Ignition Facility
5. Laser Méga Joule

tritium.

$$Li + n \rightarrow \quad T + \alpha \ (2.05\,\mathrm{MeV}) \tag{I.1.2}$$

Le potentiel de la fusion thermonucléaire en tant que source d'énergie alternative à la fission nucléaire est donc très prometteur. Non seulement les réactifs sont présents en quantité abondante, mais le risque d'emballement des réactions inhérent à la fission est ici physiquement impossible. De plus, les déchets radioactifs dus aux réactions ne sont présents qu'en très faible quantité et possèdent une durée de demi-vie très courte d'une dizaine d'années environ, donc gérable sur une génération. Il est cependant à noter un risque d'activation des matériaux présents dans l'environnement des réactions de fusion.

Cependant, contrairement à la fission nucléaire, où il "suffit" qu'un neutron entre en collision avec un noyau pour le briser et conduire à sa fission, la physique mise en jeu dans les réactions de fusion est plus compliquée. En effet, pour fusionner deux noyaux, il faut que ceux-ci soit suffisamment proches : la réaction va donc se heurter au problème de la répulsion extrêmement violente du fait de la barrière Coulombienne due aux charges électriques semblables des noyaux. Cette répulsion croît en $1/r^2$ jusqu'à présenter une chute extrêmement rapide où les noyaux vont tomber dans un puits de potentiel. La difficulté est donc de franchir cette barrière pour placer les noyaux dans ce puits et ainsi permettre aux réactions de fusion de démarrer, ce qui est possible grâce à l'effet tunnel évoqué précédemment mais nécessitant néanmoins une énergie gigantesque.

I.2 La fusion par confinement inertiel

La fusion thermonucléaire contrôlée en laboratoire repose sur le principe de confiner le combustible de densité ionique n_i pendant une durée τ suffisamment longue pour que les réactions de fusion puissent se développer et libérer une énergie supérieure à celle investie. Définissons tout d'abord la température T_{Post} à partir de laquelle la puissance volumique thermonucléaire émise devient supérieure à la puissance perdue, essentiellement à cause du Bremsstrahlung. Cette température est de 5 keV environ dans le cas du mélange de combustible D-T. Au-dessus de T_{Post}, on définit le critère de Lawson (Lawson, 1957) qui contraint la densité et le temps de confinement nécessaires pour que l'énergie thermonucléaire produite soit supérieure à l'énergie absorbée par le chauffage de la matière et dissipée par le Bremsstrahlung

$$n_i \tau \geq 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}.\mathrm{s} \tag{I.2.1}$$

C'est d'après ce critère que l'on voit émerger, entre autres, les deux voies de la fusion. Pour la fusion par confinement magnétique, le combustible possède une faible densité de l'ordre de

quelques 10^{14} cm^{-3} et nécessite donc un temps de confinement long, de l'ordre de la seconde pour satisfaire le critère de Lawson. Pour le confinement inertiel en revanche, le combustible est comprimé sur des durées très courtes de quelques dizaines de picosecondes, ce qui nécessite une densité du combustible supérieure à mille fois celle du solide.

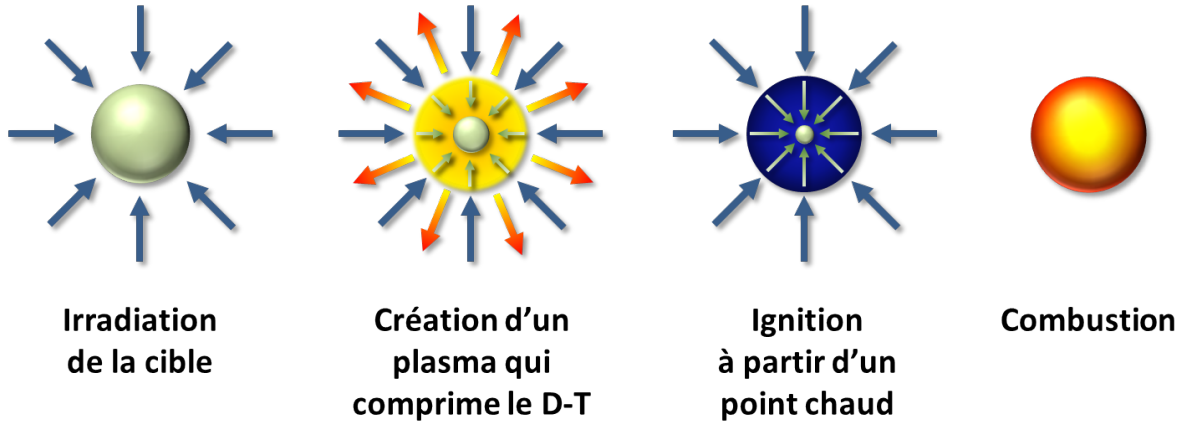


FIGURE I.2.1 – Schéma du principe de la fusion par confinement inertiel.

Le principe de la FCI est le suivant (*cf.* Figure I.2.1) : une sphère contenant un mélange de combustible et recouverte d'une ou plusieurs couches de matériaux ablateurs est irradiée à l'aide d'un rayonnement laser ou X. L'ablateur est chauffé et ionisé par ce rayonnement et forme un plasma qui se détend vers l'extérieur. La pression cinétique de ce plasma pousse l'intérieur de la micro-sphère vers le centre, il s'agit de l'effet fusée qui permet de comprimer le cœur de combustible. La température locale au centre de la sphère va ainsi s'élever jusqu'à l'obtention d'un point chaud susceptible d'enclencher les réactions de fusion et ainsi allumer le combustible, le chauffage du reste de la cible étant assuré par les noyaux d'hélium α produits dans le point chaud initial.

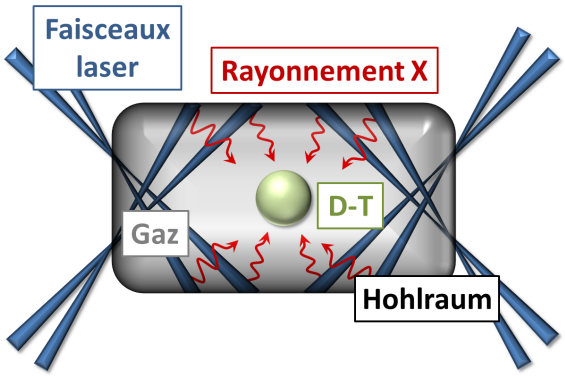


FIGURE I.2.2 – Schéma de l'attaque indirecte.

Il existe deux schémas pour comprimer la cible au moyen de rayonnement : l'attaque directe et l'attaque indirecte (Lindl, 1995) mise en œuvre sur les grandes installations laser de type NIF et LMJ.

Dans le schéma d'attaque directe, la cible est directement irradiée par le rayonnement laser, mais cette méthode présente potentiellement l'inconvénient d'un éclairage inhomogène rendant la compression plus difficile du fait des instabilités hydrodynamiques.

Dans le schéma d'attaque indirecte, présenté sur la figure I.2.2, la sphère de combustible est placée au centre d'une cavité de Z élevé (typiquement de l'or) appelée couramment hohlraum. Le principe est d'irradier les parois du hohlraum avec les faisceaux laser de manière à créer un plasma de Z élevé permettant une meilleure absorption et conversion de l'énergie laser qui va donc émettre un rayonnement X adapté dans la cavité et ainsi assurer la compression de la sphère de combustible de façon homogène. Le hohlraum est rempli d'un gaz de Z faible (hydrogène ou hélium entre autre) et de pression suffisante afin de limiter la détente des parois et donc le déplacement des surfaces émissives X de façon à conserver une irradiation homogène. Pour parvenir aux conditions contraintes par le critère de Lawson, l'énergie laser à investir atteint le million de joules et les éclairements sont tels que le laser ionise quasi-instantanément le gaz et la paroi. Le laser se propage donc, depuis son arrivée dans le hohlraum jusqu'aux parois, dans un plasma d'abord peu dense puis atteint des densités plus fortes de l'ordre de la densité critique n_c (densité maximum à laquelle peut se propager un faisceau laser, *cf.* équation II.1.16). Les zones successives jusqu'à la paroi, représentées sur la figure I.2.3, sont les suivantes :

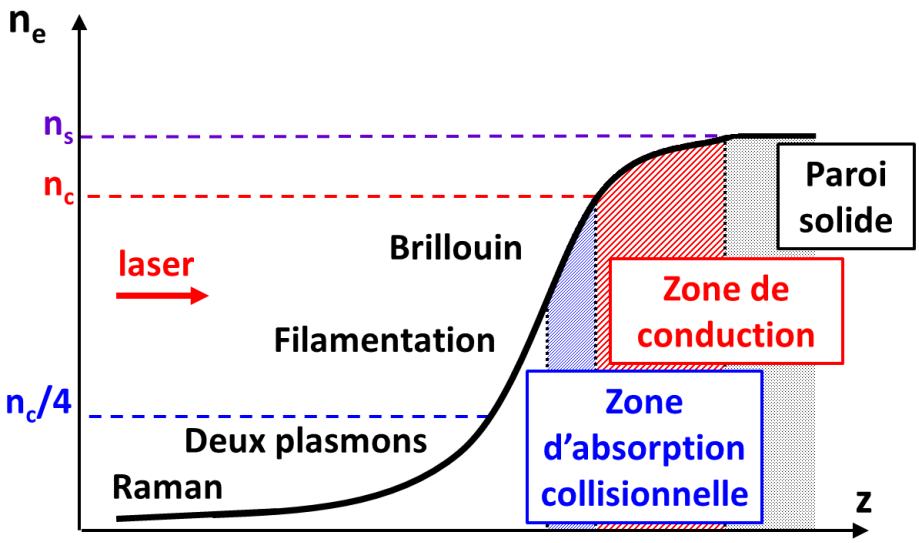


FIGURE I.2.3 – Profil de densité électronique le long de l'axe de propagation d'un des faisceaux laser et instabilités paramétriques associées.

- Zone sous-critique ($n_e \leq n_c$) : le laser se propage dans le plasma formé par le gaz ionisé de la cavité de densité électronique inférieure à la densité critique. Ce plasma est cependant le lieu de nombreux phénomènes préjudiciables résultant de l'interaction laser-plasma.

- Zone d'absorption collisionnelle : il s'agit d'une zone de densité électronique légèrement inférieure à n_c où le laser dépose en principe toute son énergie via le mécanisme de Bremsstrahlung inverse.

- Zone de conduction ($n_c < n_e < n_s$) : c'est la zone de densité, comprise entre la densité critique et la densité solide, où il y a propagation d'un flux de chaleur et émission du rayonnement X.

L'étude décrite dans ce manuscrit prend place dans la zone sous-critique du plasma, où se développent de nombreux processus non-linéaires qui vont affecter le couplage entre le laser et le plasma.

I.3 Interaction laser-plasma

A l'intérieur d'un plasma existent différents modes à savoir les ondes électromagnétiques (EMW [1] [2]), les ondes plasma électroniques haute fréquence (EPW [3]) et les ondes acoustiques ioniques basse fréquence (IAW [4]). Lors de la propagation des faisceaux laser dans le plasma sous-critique, du fait des termes non-linéaires qui les décrivent, les ondes ne sont pas indépendantes mais peuvent interagir. L'onde laser peut ainsi se coupler aux modes du plasma et générer des instabilités paramétriques. Parmi ces différents processus de couplage, on peut notamment citer les instabilités suivantes (*cf.* figure I.2.3) (Pesme, 1993) :

- La diffusion Raman stimulée (SRS [5])
- L'instabilité de décomposition en deux plasmons (TPD [6])
- La filamentation
- La diffusion Brillouin stimulée (SBS [7])

1. Dans la suite, on conservera les acronymes anglais.
2. ElectroMagnetic Wave
3. Electron Plasma Wave
4. Ion Acoustic Wave
5. Stimulated Raman Scattering
6. Two Plasmon Decay
7. Stimulated Brillouin Scattering

Ces instabilités aux conséquences néfastes sur le couplage laser-plasma et l'efficacité de compression doivent être maîtrisées. L'instabilité Raman et de décomposition à deux plasmons génèrent des électrons suprathermiques qui induisent un préchauffage du cœur de la cible préjudiciable à une bonne compression du combustible. Les instabilités Raman et Brillouin peuvent renvoyer par rétrodiffusion un taux très important de l'énergie incidente avant que celle-ci ait pu être absorbée par la paroi. La filamentation rend la répartition de l'énergie laser non-uniforme ce qui affecte la propagation du laser.

L'étude menée dans ce manuscrit se concentre majoritairement sur l'instabilité de diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée sera aussi prise en compte lors de la discussion des résultats.

I.4 Objectifs et plan de la thèse

Sur les grandes installations laser actuelles (Menapace et al., 2004; Le Cain et al., 2012), afin de transporter de plus en plus d'énergie, le diamètre de faisceaux laser augmente jusqu'à des dimensions centimétriques avant focalisation, de l'ordre de 40 cm de diamètre, de façon à respecter les seuils d'endommagement des matériaux. Ces grandes dimensions entrainent une dégradation de la qualité du front d'onde du laser qui se traduit par de fortes inhomogénéités de la tache focale. Une technique de lissage spatial du faisceau, à l'aide de lame de phase aléatoire ou RPP [1] (Kato et al., 1984), a été développée de manière à conserver un contrôle sur l'homogénéité spatiale de la répartition de l'énergie éventuellement couplée à un lissage temporel par dispersion spectrale ou SSD [2] (Skupsky et al., 1989) brisant la cohérence temporelle du laser. Ce lissage spatial génère une figure de tavelures (*i.e.* speckle pattern) que l'on appelle champ de speckles, un speckle étant une surintensité volumique locale (*i.e.* point chaud) due au phénomène d'interférence intrinsèque à l'utilisation d'une RPP. Ce champ de très nombreux speckles dans la tache focale permet statistiquement d'uniformiser la répartition de l'énergie à une échelle très supérieure à celle du point chaud. Les instabilités paramétriques, particulièrement SRS, sont des phénomènes non-linéaires à seuil et donc sensibles à l'intensité laser : les speckles d'intensités supérieures au seuil de développement des instabilités sont propices à leur déclenchement. Dans le but de contrer le développement des instabilités paramétriques, les faisceaux ont été dimensionnés de façon à s'assurer que l'intensité moyenne de la tache focale, et donc de la majorité des speckles, reste inférieure au seuil de déclenchement des instabilités.

1. Random Phase Plate
2. Smoothing by Spectral Dispersion

Jusqu'à récemment, les speckles étaient considérés comme indépendants les uns des autres (Rose & DuBois, 1994). Même s'il avait été envisagé que ceux-ci pouvaient exhiber un comportement collectif vis à vis du développement global de l'instabilité, celui-ci n'a jamais été calculé du fait de sa complexité. Un speckle donné se comportait, vis-à-vis du Raman, comme s'il était seul et le comportement global consistait en une simple sommation statistique sur tous les speckles. Cependant, les études ont mis en évidence qu'un speckle instable modifie son environnement via les mécanismes de saturation de l'instabilité Raman fluides (DuBois & Goldman, 1965; Heikkinen & Karttunen, 1986; Russell et al., 1986) et cinétiques (O'Neil, 1965; Estabrook & Kruer, 1989; Morales & O'Neil, 1972; Vu et al., 2001; Yin et al., 2007; Benisti & Gremillet, 2007; Banks et al., 2011). Ces mécanismes conduisent à l'émission d'ondes électromagnétiques et plasma électroniques ainsi qu'à la génération d'une population d'électrons suprathermiques qui modifient l'environnement plasma. Cette modification, générée dans quelques speckles forts, peut perturber le couplage Raman des speckles voisins : il y a comportement collectif entre les speckles dans le développement de l'instabilité. Cette influence entre les speckles pourrait être une explication aux taux de rétrodiffusion mesurés sur les expériences NIF, anormalement forts en comparaison à ceux prédits (Meezan et al., 2010; Glenzer & al., 2011; Kirkwood et al., 2011). Cependant, ce comportement n'a été observé que de manière numérique par des simulations PIC[3] réalisées au LANL[4] (Yin et al., 2012, 2013).

L'objectif premier de cette thèse a été de mettre en évidence expérimentalement l'existence de ce comportement collectif et ainsi valider les observations numériques. Sur les grandes installations laser du type LMJ et NIF, l'instabilité se développe dans une multitude de speckles. Pour comprendre le comportement collectif associé au SRS il est donc nécessaire de se placer sur des échelles plus appropriées pour observer la phase de croissance de l'instabilité, typiquement des impulsions courtes picosecondes et ce avec un nombre de speckles restreint. C'est pourquoi l'étude se décompose en trois configurations distinctes (cf. figure I.4.1) permettant une évolution dans la compréhension de ce phénomène. Tout d'abord le cas simple d'un seul speckle, dit monospeckle, qui définit le comportement de référence. Puis l'étude dite bispeckle de façon à observer l'influence d'un speckle sur un autre. Enfin l'étude multispeckle pour extrapoler au cas des taches focales lissées présentes sur les grandes installations.

Ce travail de thèse se situe dans la continuité d'une étude entamée il y a plusieurs années où les premiers essais de la configuration bispeckle avaient été tentés au moyen d'un miroir déformable sur l'installation *100 TW* au *LULI*[5]. Celui-ci permettait, grâce à un contrôle sur la phase de l'onde, de diviser spatialement le faisceau en deux. Cependant la tache fo-

3. Particles In Cell
4. Los Alamos National Laboratory
5. Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses

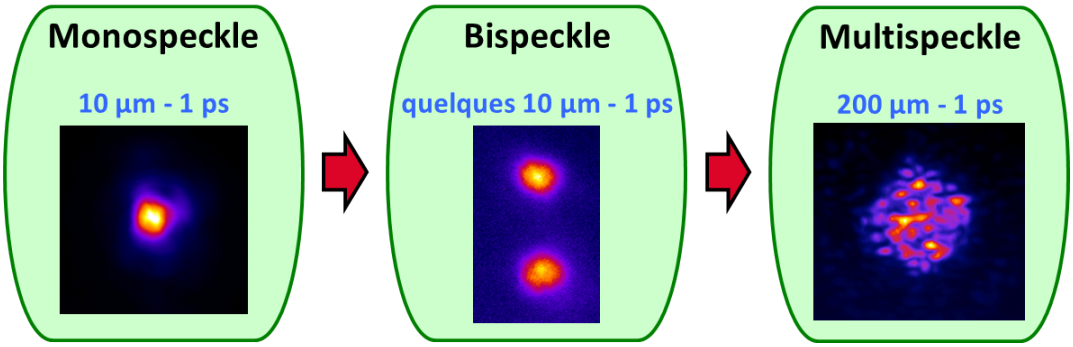


FIGURE I.4.1 – Représentation des différentes configurations expérimentales symbolisant le cheminement de l'étude sur plusieurs échelles.

cale finale présentait un contraste beaucoup trop faible pour que les résultats obtenus soient concluants. Il a fallu attendre l'arrivée de l'installation *ELFIE*[6] qui présente la spécificité de posséder deux compresseurs indépendants pour pouvoir mettre en place ces expériences en configuration bispeckle et obtenir des résultats probants. Ainsi, durant cette thèse, trois expériences ont été réalisées sur l'installation *ELFIE*, réparties sur trois ans (2012, 2013 et 2014). Toutes ces expériences ont été réalisées avec un plasma obtenu par ionisation préalable d'un jet de gaz d'hélium et diagnostiquées à l'aide d'un diagnostic de diffusion Thomson et d'un diagnostic de mesure de la rétrodiffusion. La première expérience avait pour principaux objectifs d'étudier le comportement de référence de l'instabilité Raman associée à un unique speckle et de mettre en évidence le comportement collectif de deux speckles vis-à-vis du SRS. Les deux autres ont permis de prolonger l'étude jusqu'au cas d'une multitude de speckles et surtout d'étudier et de quantifier les phénomènes physiques associés à cette influence entre speckles.

Ce manuscrit présente l'étude réalisée pour mettre en évidence et comprendre le comportement collectif de speckles dans le développement global de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Après ce premier chapitre introductif, le deuxième chapitre expose d'abord les notions fondamentales associées à la physique des plasmas, suivi d'une étude théorique et descriptive de l'état des connaissances sur le SRS. Celle-ci débute par une introduction au principe d'instabilité de diffusion stimulée, que ce soit Raman ou Brillouin, qui est ensuite menée plus en détail pour le Raman de façon à obtenir les expressions de taux de croissance et de seuil dans le cas du développement linéaire de l'instabilité.

Un modèle analytique linéaire qui décrit l'évolution temporelle du couplage Raman est détaillé, en précisant les limites dues à l'absence de saturation des ondes en jeu. De là sont discutés les phénomènes non-linéaires qui conduisent à la saturation de l'instabilité Raman

6. Établissement Laser de Forte Intensité et Énergie

et à la perturbation de l'environnement plasma, tout cela pour finalement ouvrir et étendre l'étude à la notion de comportement collectif par le biais d'une description didactique.

Le troisième chapitre est entièrement dédié à la description détaillée du dispositif expérimental mis en place lors des expériences. L'installation laser *ELFIE* et les caractéristiques des différents faisceaux utilisés y sont décrites, ainsi que l'ionisation du jet de gaz permettant d'obtenir le plasma. Puis les différents diagnostics utilisés au cours des expériences sont passés en revue.

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus en configuration monospeckle. Tout d'abord est défini le comportement standard de l'instabilité Raman dans le cas simple d'un unique speckle gaussien. Ceci définit les caractéristiques de référence de l'interaction dans nos conditions expérimentales. Puis l'amortissement des EPW, caractérisé par le facteur $k\lambda_D$, a été modifié pour mettre en évidence son influence sur le déclenchement et le comportement de l'instabilité Raman.

Le cinquième chapitre se concentre sur la configuration bispeckle. L'objectif premier est de mettre en évidence le comportement collectif des speckles en présentant les résultats de l'influence d'un speckle fort sur un speckle voisin faible vis-à-vis du développement de l'instabilité SRS. Ensuite sont présentés les résultats sur la discrimination des perturbations de type cinétique et ondulatoire ainsi que leur contribution respective au comportement collectif des speckles. Cette étude expérimentale est complétée par une étude numérique menée avec l'aide de simulations PIC Calder. L'étude des perturbations cinétiques est ensuite menée plus en détail via l'étude de la propagation spatio-temporelle ainsi que la dépendance au facteur $k\lambda_D$.

Le sixième chapitre pousse l'étude à l'échelle plus complexe d'une multitude de speckles obtenus par lissage spatial. En premier lieu est présenté le comportement global de l'instabilité Raman dans cette configuration ainsi que sa comparaison à un modèle de speckles indépendants. En second lieu, les résultats et conclusions sur l'étude bispeckle sont étendus à une échelle multispeckle où le comportement collectif est observé via un speckle fort influant sur un champ de speckles RPP faible.

Finalement, le dernier chapitre rappelle les résultats majeurs et conclut cette étude en résumant ses apports et les perspectives qu'elle entraine.

Chapitre II

ASPECTS THÉORIQUES ET ÉTAT DE L'ART

Par le passé, les instabilités paramétriques de diffusions Raman et Brillouin stimulées ont été largement étudiées. Il existe de nombreux résultats sur le principe et le développement de ces phénomènes. Cependant, malgré l'immense travail déjà réalisé, notre compréhension de ces phénomènes est encore loin d'être complète, que ce soit vis-à-vis des effets cinétiques apparaissant lors de leur développement, ou bien encore de leurs mécanismes de saturation. Un grand pan de l'étude reste donc encore à mener. Avant d'entrer pleinement dans l'étude présentée ici, un rappel des modèles et connaissances actuels est donc nécessaire pour appréhender au mieux la suite de ce manuscrit.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord rappeler les bases de la physique des plasmas et des notions associées, qui sont fondamentales pour la compréhension de toute l'étude décrite dans ce manuscrit. La part importante de ce chapitre couvrira ensuite la description théorique des phénomènes d'instabilités paramétriques, se focalisant principalement sur la diffusion Raman stimulée. Ainsi la théorie générale linéaire par couplage d'onde de l'instabilité sera présentée. Puis un état de l'art des principaux mécanismes de saturation ainsi que des modèles non-linéaires développés jusqu'à maintenant sera dépeint, pour finalement ouvrir sur une mise en évidence du régime collectif des speckles vis-à-vis du développement de l'instabilité Raman.

Toutes les applications numériques sont calculées pour les valeurs suivantes, considérées comme les valeurs moyennes expérimentales : longueur d'onde laserλ=1.06 µm, densité électronique n_e=6 10^{19} cm^{-3}, température électronique T_e=300 eV, fluctuation électronique $\delta n/n$=0.2, longueur du plasma L=600 µm

II.1 Notions fondamentales en physique des plasmas

Avant de s'intéresser au cœur de la thèse et de l'étude de l'instabilité de diffusion Raman stimulée, il est nécessaire de rappeler la physique de base et les notions fondamentales sur lesquelles reposent la théorie et les modèles considérés par la suite. Tout le travail réalisé se rapporte, de manière résumée, à l'interaction entre une onde électromagnétique laser et un plasma et aux couplages qui s'y développent. Commençons par décrire l'état de la matière qu'est le plasma ainsi que les grandeurs caractéristiques, notions et phénomènes fondamentaux qui y sont associés.

II.1.1 Grandeurs fondamentales

Un plasma peut être considéré comme le quatrième état de la matière, où les atomes sont ionisés en perdant éventuellement tous leurs électrons pour le cas des plasmas chauds de Z faible. Il s'agit d'un système physique de particules chargées, des électrons et des ions respectivement de charge $q = -e$ et $q = Ze$, qui subissent un comportement collectif dû à la longue portée des forces électromagnétiques (Mora, 2011). On entend par là que, contrairement à un gaz, une particule peut interagir avec des particules autres que celles directement voisines. Dans ce système, que l'on considère comme macroscopiquement neutre $n_e = Zn_i$, chacune de ces deux populations possède des caractéristiques particulières, propres à l'état physique de plasma. Dans ce milieu, les particules chargées possèdent un mouvement naturel, elles oscillent avec une pulsation propre à chaque type de particules appelée fréquence plasma électronique et ionique. Celles-ci sont définies comme

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \tag{II.1.1}$$

$$\omega_{pi}^2 = \frac{n_i \left(Ze\right)^2}{m_i \varepsilon_0}. \tag{II.1.2}$$

Chaque type de particules possède une température, et une énergie thermique moyenne, qui est effectivement différente selon l'espèce hors équilibre thermodynamique. Celle-ci donne aux particules une vitesse moyenne que l'on appelle vitesse thermique. Pour l'espèce considérée j (électronique e ou ionique i) cette vitesse s'exprime

$$v_{th}^j = \sqrt{\frac{k_B T_j}{m_j}}. \tag{II.1.3}$$

Ainsi, il est possible de définir la distance caractéristique parcourue par un électron de vitesse moyenne pendant une période plasma comme

$$\lambda_D = \frac{v_{th}^e}{\omega_{pe}} \sim 10^{-2}\,\mu\text{m}. \tag{II.1.4}$$

Il s'agit de la longueur de Debye et l'on montre que λ_D est la distance caractéristique d'écrantage des phénomènes électrostatiques dans un plasma isotherme à l'équilibre thermodynamique. C'est-à-dire que le potentiel créé par l'électron décroît avec une dépendance exponentielle en $\exp(-r/\lambda_D)/r$ où la dépendance en $1/r$ est celle de la charge nue (*i.e.* $r \ll \lambda_D$). Ainsi, pour une distance $r > \lambda_D$, le champ électrique de cet électron n'affecte pas les autres particules chargées à cause de l'écrantage des particules de charge opposée. Ce potentiel de type Debye supprime la divergence pour une interaction lointaine du potentiel de la charge nue.

Ces particules chargées entrent en collisions les unes avec les autres induisant ainsi un transfert d'impulsion qui va jouer un rôle important dans l'amortissement des ondes. Dans le cas général d'une particule 1 circulant dans une population 2 de densité n_2, la fréquence de collision est donnée par $\nu = n_2 v \sigma(v)$, où σ est la section efficace de transfert de quantité de mouvement. Dans le cas des collisions électron-ion, les interactions à longue distance sont limitées à la longueur de Debye. Pour les interactions à courte distance, les particules peuvent s'approcher classiquement jusqu'à une distance définie par le paramètre d'impact $p_0 = Ze^2/4\pi\varepsilon_0 m_e v^2$. Quand la longueur de De Broglie de l'électron $\lambda_{DB} = h/m_e v_{th}$ est plus grande que le paramètre p_0, la nature quantique de l'électron joue un rôle, et il convient de considérer cette longueur plutôt que le paramètre d'impact comme borne inférieure. On obtient la section efficace de collision électron-ion

$$\sigma_{ei} = 4\pi p_0^2 \ln \Lambda_{ei} \tag{II.1.5}$$

où $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme coulombien avec $\Lambda_{ei} = \lambda_D / \max(p_0, \lambda_{DB})$ est lié au nombre d'ions à l'intérieur de la sphère de Debye de l'électron. En unités pratiques il est donné par (Bonnaud, 1993)

$$\ln \Lambda_{ei} = 6.69 + \ln\left(\frac{T_{e\,[\mathrm{keV}]}\lambda_{0\,[\mu\mathrm{m}]}}{\sqrt{n_e/n_c}}\right) \sim 6.95 \quad \text{car } T_e(\mathrm{keV}) \geq 0.027\, Z^2. \tag{II.1.6}$$

Ainsi on obtient finalement l'expression suivante de la fréquence de collision électron-ion (Spitzer & Harm, 1953)

$$\nu_{ei} = \frac{Z n_e e^4 \ln \Lambda_{ei}}{3\varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}} \sim 0.5\,\mathrm{ps}^{-1}. \tag{II.1.7}$$

Définissons aussi le libre parcours moyen collisionnel qui représente la distance moyenne parcourue entre deux collisions

$$\lambda_{ei} = \frac{v_{th}^e}{\nu_{ei}}. \tag{II.1.8}$$

II.1.2 Les ondes dans un plasma

Un plasma est un système de N particules chargées. Celui-ci est décrit en totalité par la connaissance de la position $\vec{r}$ et de la vitesse $\vec{v}$ de chacune des particules, soumise à des champs électriques $\vec{E}(\vec{r},t)$ et magnétiques $\vec{B}(\vec{r},t)$. La dynamique de ce système s'obtient par la résolution des équations du mouvement pour les particules et des équations de Maxwell pour les champs. Ces équations sont définies, pour une particule p dans un plasma, comme

$$\frac{d\vec{r_p}}{dt} = \vec{v_p} \tag{II.1.9a}$$

$$\frac{d\vec{v_p}}{dt} = -\frac{q_p}{m_p}\left[\vec{E}(\vec{r_p},t) + \vec{v_p} \times \vec{B}(\vec{r_p},t)\right] \tag{II.1.9b}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Loi de Maxwell} - \text{Thomson} \tag{II.1.10a}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{Loi de Maxwell} - \text{Gauss} \tag{II.1.10b}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0\left(\vec{j} + \varepsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right) \quad \text{Loi de Maxwell} - \text{Ampère} \tag{II.1.10c}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Loi de Maxwell} - \text{Faraday} \tag{II.1.10d}$$

où ρ et j sont respectivement les densités de charge et de courant. En prenant le champ électrique de la forme $\vec{E}(\vec{r},t) = \Re\left[\vec{E}(\vec{r})\exp(-i\omega t)\right]$, avec $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})$, introduisons la notion de susceptibilité diélectrique qui permet de relier la densité de courant au champ électrique par l'approximation de la réponse linéaire, isotrope et faiblement dépendante du temps

$$\vec{j}(\vec{r}) = -i\omega\varepsilon_0\chi(\omega)\vec{E}(\vec{r}). \tag{II.1.11}$$

A l'intérieur d'un plasma peuvent exister deux types d'ondes : les ondes électromagnétiques (EMW) et les ondes électrostatiques. Le couplage des équations de Maxwell avec la densité de courant permet d'obtenir l'équation de propagation

$$\Delta\vec{E} - \nabla\left(\nabla \cdot \vec{E}\right) + \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \chi(\omega)\right)\vec{E} = 0. \tag{II.1.12}$$

En couplant la densité de courant avec l'équation du mouvement des particules, il apparaît dans le cas d'un plasma froid que la partie réelle de la susceptibilité diélectrique est donnée par

$$\chi \simeq -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \tag{II.1.13}$$

Considérons le cas d'une onde électromagnétique de champ transverse. En plasma homogène, celle-ci vérifie $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, ce qui permet de simplifier l'équation de propagation II.1.12 par

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}(1+\chi)\vec{E} = 0 \tag{II.1.14}$$

d'où il émerge la relation de dispersion des ondes électromagnétiques

$$\omega_{EMW}^2 = \omega_{pe}^2 + (k_{EMW}c)^2 . \tag{II.1.15}$$

Ces ondes peuvent se propager dans le plasma seulement si leur fréquence est supérieure à la fréquence plasma, à savoir $\omega_{EMW} > \omega_{pe}$. Ceci équivaut à ce que la densité électronique soit inférieure à une densité critique (où $\omega_{EMW} = \omega_{pe}$) définie comme

$$n_c(\omega_{EMW}) = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_{EMW}^2}{e^2} = \frac{1.1\,10^{21}}{\lambda_{EMW\,[\mu m]}^2} \sim 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}. \tag{II.1.16}$$

Les vitesses de phase et de groupe des ondes électromagnétiques dans le plasma sont données respectivement par

$$v_\phi^{EMW} = \frac{\omega_{EMW}}{k_{EMW}} = c\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{EMW}^2}\right)^{-1/2} \tag{II.1.17}$$

$$v_g^{EMW} = \frac{\partial \omega_{EMW}}{\partial k_{EMW}} = c\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{EMW}^2}\right)^{1/2} . \tag{II.1.18}$$

Les ondes électrostatiques, qui correspondent à des ondes de densités de charges, sont essentiellement longitudinales et vérifient la relation $\nabla \times \vec{E} = 0$. Celles-ci regroupent plusieurs ondes différentes : les ondes plasma électroniques (EPW), les ondes acoustiques ioniques (IAW), ... Il s'agit d'ondes respectivement de haute et basse fréquences qui sont les modes propres du plasma : il s'agit d'une oscillation périodique de la densité électronique pour les premières et des densités électronique et ionique pour les secondes, découverte par Langmuir et Tonks (Tonks & Langmuir, 1929). En couplant l'équation du mouvement des particules à l'équation de conservation des charges, on obtient les relations de dispersion des EPW et IAW données par

$$\omega_{EPW}^2 = \omega_{pe}^2 + 3\left(k_{EPW} v_{th}^e\right)^2 \tag{II.1.19}$$

$$\omega_{IAW}^2 = \frac{\left(k_{IAW} c_s\right)^2}{1 + \left(k_{IAW}\lambda_D\right)^2} + 3\left(k_{IAW} v_{th}^i\right)^2 \tag{II.1.20}$$

où $c_s = \omega_{pi}\lambda_D$ est la vitesse acoustique ionique. Dans l'approximation de plasma froids et pas trop denses (*i.e.* $k\lambda_D \ll 1$), les vitesses de phase et de groupe pour les ondes plasma électroniques sont

$$v_\phi^{EPW} \simeq \frac{v_{th}^e}{k_{EPW}\lambda_D} \tag{II.1.21}$$

$$v_g^{EPW} \simeq 3k_{EPW}\lambda_D v_{th}^e. \tag{II.1.22}$$

II.1.3 Amortissement Landau

Décrivons maintenant l'un des phénomènes fondamentaux d'amortissement dans les plasmas : l'amortissement Landau, qui contrôle l'amplitude des ondes plasma électroniques (ω, k). Il s'agit d'un amortissement non collisionnel, prédit par Landau (Landau, 1946), observé expérimentalement par (Malmberg & Wharton, 1964) et démontré mathématiquement par (Mouhot & Villani, 2011). Le calcul théorique se révèle assez complexe et ne sera donc pas explicité ici. Le lecteur intéressé est donc invité à se pencher sur la publication de Landau pour plus de détails. Physiquement, il s'agit d'un échange d'énergie entre une onde électrostatique de vitesse de phase $v_\phi = \omega/k$ et les électrons ayant approximativement la même vitesse v_0 qui perçoivent un champ électrique constant. Si la vitesse de l'électron est inférieure à v_ϕ, celui-ci gagne de l'énergie cinétique au détriment de l'énergie électrostatique. Dans le cas où l'électron est plus rapide, alors celui-ci est freiné. Si il y a plus d'électrons accélérés que décélérés, pour une fonction de distribution électronique Maxwellienne par exemple, la conservation de l'énergie conduit à l'amortissement de l'onde plasma électronique. Dans le cas simple d'une EPW monochromatique (amplitude de l'EPW constante), de faible amplitude et faiblement amortie (*i.e.* $\nu_L \ll \omega_{pe}$), le taux d'amortissement est donné par la formule de Landau

$$\nu_L = \frac{\pi}{2}\frac{\omega_{pe}^3}{n_e k^2}\frac{\partial f}{\partial v}|_{v=v_\phi} \tag{II.1.23}$$

qui donne dans le cas d'une distribution des vitesses électroniques Maxwellienne

$$\nu_L^{Max} = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{\omega_{pe}}{(k\lambda_D)^3}\exp\left(-\frac{3}{2} - \frac{1}{2\,(k\lambda_D)^2}\right) \sim 10^{-4}\,\mathrm{ps}^{-1}. \tag{II.1.24}$$

Dérivons quelques grandeurs importantes associées à l'amortissement Landau en considérant une particule soumise à une EPW $E_0 \sin(kx - \omega t)$ (Tikhonchuk, 2007). L'équation du mouvement de cette particule fait apparaître que celle-ci a deux types de trajectoires possibles dans l'espace de phases selon que sa vitesse v_0 soit proche ou non de v_ϕ : soit la trajectoire est ouverte et elle est circulante soit celle-ci est fermée et la particule est piégée comme on l'observe sur la figure II.1.1. En considérant la trajectoire limite de piégeage (*i.e.* la séparatrice), on calcule la vitesse maximum des particules piégées donnée par

$$V_{max} = 2\sqrt{\frac{eE_0}{m_e k}} = \Delta v. \tag{II.1.25}$$

On en déduit ainsi l'intervalle de vitesse des particules qui sont piégées dans l'onde plasma

$$|v_0 - v_\phi| \leq \Delta v. \tag{II.1.26}$$

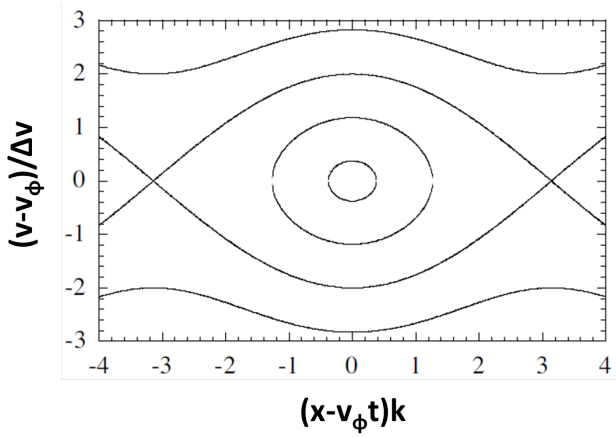


FIGURE II.1.1 – Trajectoires de particules dans une onde électrostatique. On distingue les trajectoires fermées (particules piégées) et les trajectoires ouvertes (particules circulantes). La séparatrice constitue la frontière entre les deux types de trajectoires.

En considérant les électrons piégés au fond du puits (*i.e.* $v_0 \approx v_\phi$), il apparaît qu'ils oscillent à la fréquence

$$\omega_b = \sqrt{\frac{eE_0 k}{m_e}} \sim 200\,\mathrm{ps}^{-1} \tag{II.1.27}$$

où $E_0 = e\delta n/\varepsilon_0 k$. Il s'agit de la fréquence de rebondissement (*i.e. bouncing frequency*) qui est indépendante de la vitesse de l'électron et dépend uniquement de l'amplitude de l'onde électrostatique E_0. La figure II.1.2 donne la période d'une particule piégée en fonction de sa vitesse initiale et montre que la majorité d'entre elles présentent une période $T \approx 2\pi/\omega_b$ d'où l'importance de la *bouncing frequency*. Près de la séparatrice en revanche, on a $T \to \infty$.

II.1.4 Force pondéromotrice

Un autre couplage important qui se développe entre une onde et les électrons est la force pondéromotrice. Il s'agit d'une force non-linéaire exercée par une onde (ω, k), électromagnétique ou électrostatique sur les particules du plasma et qui est due aux inhomogénéités spatiales de l'intensité de l'onde. Dérivons d'abord la formulation générale de cette force. Considérons un champ électrique de la forme $\vec{E}(\vec{x},t) = \vec{E}_0(\vec{x})\cos(\omega t)$ qui donne en effectuant un développement en puissance

$$\vec{E}(\vec{x},t) = \vec{E}(\vec{x}_0,t) + (\vec{x}_1 \cdot \nabla)\,\vec{E}(\vec{x}_0,t) \tag{II.1.28}$$

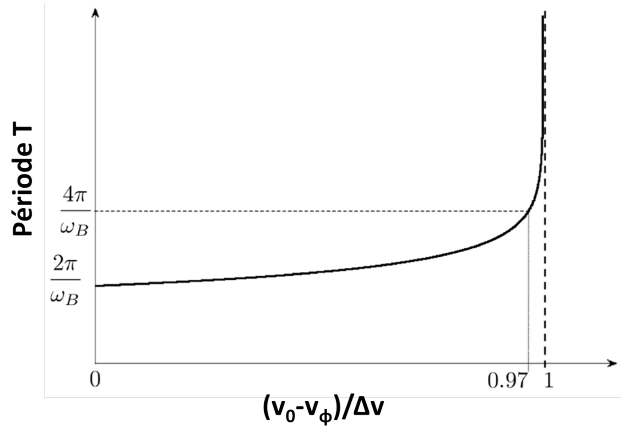


FIGURE II.1.2 – Période d'un électron piégé en fonction de sa vitesse initiale.

où $\vec{x}_0$ est la position non-perturbée et $\vec{x}_1$ le déplacement par rapport à cette position sous l'effet du champ. L'équation du mouvement II.1.9b donne au premier ordre (Lindl & Kaw, 1971)

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = -\frac{e}{m_e}\vec{E}(\vec{x}_0, t) \tag{II.1.29}$$

ce qui donne un déplacement

$$\vec{x}_1 = \frac{e}{m_e\omega^2}\vec{E}_0(\vec{x}_0)\sin(\omega t)\,. \tag{II.1.30}$$

La loi de Faraday permet d'obtenir la relation suivante

$$\vec{B} = -\frac{1}{\omega}\nabla \times \vec{E}. \tag{II.1.31}$$

Au second ordre, les termes non-linéaires de l'équation du mouvement II.1.9b donnent

$$\frac{d\vec{v}_2}{dt} = -\frac{e}{m_e}\left[(\vec{x}_1 \cdot \nabla)\,\vec{E}_1 + \vec{v}_1 \times \vec{B}\right] \tag{II.1.32}$$

ce qui donne en utilisant les relations II.1.29, II.1.30 et II.1.31

$$m_e\frac{d\vec{v}_2}{dt} = -\frac{e}{m_e\omega^2}\left[\left(\vec{E}_0 \cdot \nabla\right)\vec{E}_0\cos^2(\omega t) + \vec{E}_0 \times \left(\nabla \times \vec{E}_0\right)\sin^2(\omega t)\right]. \tag{II.1.33}$$

Pour s'affranchir des oscillations rapides, on considère la valeur moyenne de cette force qui s'écrit, grâce à l'identité $\frac{1}{2}\nabla E_0^2 = \left(\vec{E}_0 \cdot \nabla\right)\vec{E}_0 + \vec{E}_0 \times \left(\nabla \times \vec{E}_0\right)$

$$\left\langle \vec{F}_p \right\rangle = -\frac{\varepsilon_0}{4n_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\nabla E_0^2 = -\frac{1}{2n_e c}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega}\nabla I \tag{II.1.34}$$

avec $I = (\varepsilon_0 c/2\omega)E_0^2$. Il s'agit de la force pondéromotrice. Cette force est proportionnelle au gradient de l'intensité moyenne et pousse les électrons des régions où le champ est fort vers

les régions où il est faible. Sur des échelles de temps hydrodynamiques, cette force agit aussi de manière indirecte sur les ions, lesquels sont amenés à suivre les électrons du fait de la séparation de charge.

Considérons maintenant le cas du battement de deux ondes laser respectivement $_1$ et $_2$ de la forme $\vec{E}_{1/2}(\vec{x},t) = \vec{E}_{0\,1/2}(\vec{x})\cos(\omega_{1/2}t - \vec{k}_{1/2}\cdot\vec{x})$. La force pondéromotrice longitudinale issue de ces deux champs crée une modulation de densité électronique de fréquence égale à la différence des fréquences laser

$$\left\langle \vec{F}_p^{batt} \right\rangle = -\frac{\varepsilon_0}{4n_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_1\omega_2}\vec{E}_{0\,1}\cdot\vec{E}_{0\,2}\left(\vec{k}_1-\vec{k}_2\right)\sin\left[\left(\omega_1-\omega_2\right)t-\left(\vec{k}_1-\vec{k}_2\right)\cdot\vec{x}\right]. \qquad \text{(II.1.35)}$$

II.2 Théorie générale de l'instabilité de diffusion Raman stimulée

Dans un milieu plasma, les équations de propagation des ondes électromagnétiques et électrostatiques font apparaître des termes non-linéaires qui permettent aux différents modes du plasma d'interagir entre eux, de telle manière que les ondes ne soient plus indépendantes les unes des autres comme dans le vide. Ces interactions ne sont cependant possibles que sous des conditions de résonance bien précises et peuvent devenir instables dès lors que le couplage entre une onde mère 0 et une onde 1 excite une onde 2 qui va elle-même interagir avec l'onde mère. Un couplage instable nécessite donc au minimum trois ondes.

II.2.1 Introduction aux instabilités de diffusion stimulée

II.2.1.1 Instabilité de diffusion Raman stimulée

L'instabilité de diffusion Raman stimulée est l'une de ces interactions. Elle consiste en un couplage entre une onde électromagnétique de pompe (ω_0, $\vec{k}_0$) et une onde plasma électronique (ω_2, $\vec{k}_2$) qui donne naissance par diffusion à une onde électromagnétique (ω_1, $\vec{k}_1$). Cette dernière se couple en retour avec l'onde de pompe pour renforcer l'onde électrostatique via la force pondéromotrice : il y a rétroaction instable (*cf.* figure II.2.1). Physiquement, l'onde de pompe se couple à une fluctuation de densité électronique δn associée à une onde plasma électronique. Les électrons vont osciller dans le champ électrique transverse $\vec{E}_0$ et produire un courant transverse (au nombre d'onde laser) $\vec{j} = -e\delta n\vec{v}_0$ qui engendre à son tour un champ électrique diffusé $\vec{E}_{SRS}$. La force pondéromotrice (*cf.* équation II.1.35) issue de ce champ électrique total crée une modulation de densité à la fréquence de battement. Il y a instabilité si cette fluctuation de densité est en phase avec la fluctuation initiale δn. Il faut

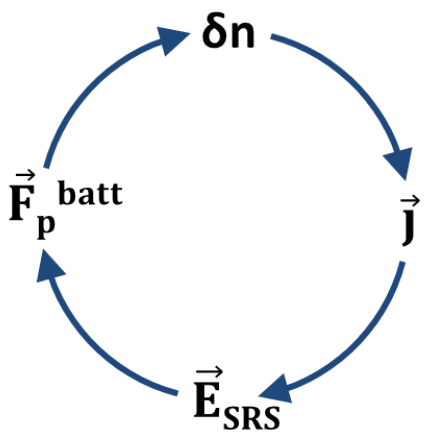


FIGURE II.2.1 – Principe de la rétroaction instable de l'instabilité Raman.

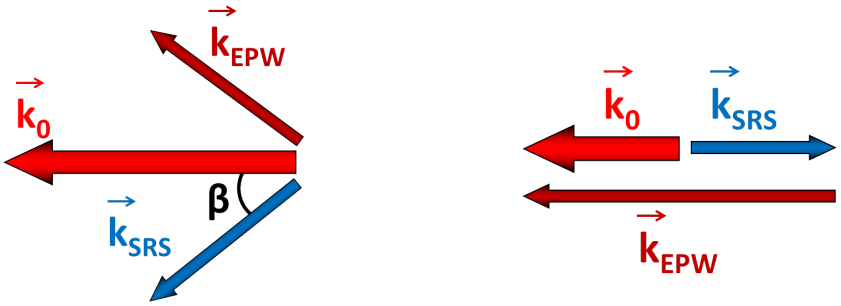
donc que les conditions de résonance en énergie et en moment, respectivement en fréquences et en nombres d'onde, soient satisfaites

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \tag{II.2.1}$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \tag{II.2.2}$$

On montre ainsi qu'il y a croissance exponentielle des amplitudes des deux ondes filles au détriment de l'onde de pompe.

On remarque qu'il faut que $\omega_1 \geq \omega_{pe}$ pour que l'onde diffusée puisse exister et se propager. Au premier ordre (approximation de plasma froid), $\omega_2 \approx \omega_{pe}$, d'où $\omega_0 \geq 2\omega_{pe}$, c'est à dire que cette instabilité n'a lieu que pour des densités électroniques inférieures ou égales à $n_c/4$. De plus, ceci implique aussi que ω_{SRS} est comprise dans l'intervalle $[\omega_0/2; \omega_0]$, d'où il vient directement que la longueur d'onde Raman diffusée se situe dans l'intervalle $[\lambda_0; 2\lambda_0]$.



(a) Diffusion à angle quelconque

(b) Rétrodiffusion ($\beta = \pi$)

FIGURE II.2.2 – Schéma de la géométrie de diffusion Raman.

Géométriquement parlant, l'onde électromagnétique diffusée peut avoir une direction quelconque par rapport à l'onde incidente, comme présenté sur le schéma II.2.2a. En utilisant la conservation du moment II.2.2 pour une diffusion quelconque définie par un angle β, vient la formule analytique du module du vecteur de l'onde plasma : $k_2^2 = k_0^2 + k_1^2 - 2k_0k_1\cos\beta$, qui s'écrit avec les paramètres plasma

$$k_2^2 = \frac{2\omega_0^2}{c^2}\left[1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} - \frac{n_e}{2n_c} - \cos\beta\sqrt{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)\left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)}\right]. \tag{II.2.3}$$

En plus des conditions de résonances II.2.1 et II.2.2, il faut que la croissance des ondes filles soit plus rapide que leur amortissement dans le plasma pour que l'instabilité Raman puisse se développer. On montera dans la suite que cela correspond à un seuil, défini en plasma homogène par

$$\gamma_0^2 \geq \nu_1\nu_2 \tag{II.2.4}$$

où ν_2, ν_1 et γ_0 représentent respectivement les amortissements de l'onde plasma, de l'onde diffusée et le taux de croissance de l'instabilité en plasma homogène en l'absence d'amortissement, avec

$$\gamma_0 = \frac{\left|\vec{k}_2\right| v_{os}}{4}\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2\left(\omega_0 - \omega_2\right)}} \tag{II.2.5}$$

où $v_{os} = eE_0/\omega_0 m_e$ est la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ électrique laser.

Il apparait donc qu'il existe des directions privilégiées par rapport aux autres. C'est le cas de la rétrodiffusion ($\beta = \pi$) qui donne la valeur maximale de $k_2 \simeq 2k_0$ (en plasma peu dense) et présente donc le taux de croissance γ_0 le plus fort. Dans toute la suite de notre étude, ainsi que dans notre cas expérimental, c'est uniquement cette géométrie II.2.2b que l'on va considérer.

II.2.1.2 Instabilité de diffusion Brillouin stimulée

La seconde instabilité de diffusion stimulée, basée sur un principe analogue à l'instabilité Raman, est l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Cette fois-ci le couplage de l'onde électromagnétique se produit avec une fluctuation de la densité ionique associée à une onde acoustique ionique (ω_{IAW}, $\vec{k}_{IAW}$), qui donne aussi naissance à une onde électromagnétique diffusée (ω_{SBS}, $\vec{k}_{SBS}$). Comme pour l'instabilité précédente, la diffusion Brillouin stimulée ne se développe que lorsque les conditions de résonance sont satisfaites

$$\omega_0 = \omega_{IAW} + \omega_{SBS} \tag{II.2.6}$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_{IAW} + \vec{k}_{SBS}. \tag{II.2.7}$$

Comme la pulsation ionique est très basse (*i.e.* $\omega_{IAW} \ll \omega_0$) alors $\omega_{SBS} \approx \omega_0$; il n'y a pas de restriction en densité, elle peut se développer pour n'importe quelle densité inférieure à la densité critique. Il apparaît de plus que la longueur d'onde Brillouin diffusée est quasiment égale à la longueur d'onde de la pompe laser. De même que précédemment, il existe aussi une condition de seuil pour que l'instabilité Brillouin puisse se développer, qui est défini de manière analogue

$$\gamma_{SBS}^2 \geq \gamma_i \gamma_s \tag{II.2.8}$$

où γ_i, γ_s et γ_{SBS} représentent respectivement les amortissements de l'onde acoustique, de l'onde diffusée et le taux de croissance de l'instabilité en plasma homogène en l'absence d'amortissement, avec

$$\gamma_{SBS}^2 = \omega_{pi}^2 \frac{k_0 v_{os}^2}{2 c_s \omega_0} \left[\sqrt{1 + \frac{(k_{IAW}\lambda_D)^2}{1 + ZT_e/3T_i}} \left(1 + (k_{IAW}\lambda_D)^2\right)^{3/2} \right]^{-1} . \tag{II.2.9}$$

Pour l'instabilité Brillouin aussi, c'est la direction de diffusion vers l'arrière qui présente un taux maximum. De même, c'est uniquement cette géométrie qui sera considérée par la suite. Dans nos expériences, lors du couplage laser-plasma conduisant au développement de l'instabilité Raman, on verra aussi se développer cette instabilité de diffusion Brillouin pour des intensités suffisantes. Il ne s'agit cependant pas de l'instabilité centrale de cette étude, il ne sera donc pas donné plus de détails sur cette instabilité et la suite de ce chapitre va se concentrer uniquement sur l'analyse de l'instabilité de diffusion Raman.

II.2.2 Théorie linéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée

Ici vont être présentés les résultats importants de la théorie linéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Nous commencerons par présenter les équations de propagation des ondes électromagnétiques et électrostatiques dans le cas d'un plasma homogène de façon à obtenir tout d'abord le taux de croissance sans amortissement. Puis nous introduirons les différents amortissements pour obtenir le seuil de l'instabilité, toujours en plasma homogène. Enfin, nous introduirons la notion de régime convectif et nous donnerons des expressions analytiques du gain spatial en plasma homogène et inhomogène. Les calculs théoriques ne seront pas détaillés ici, seules les grandes étapes du calcul seront présentées pour se concentrer sur les résultats analytiques. Le lecteur intéressé pourra se tourner d'une part vers les références (Kruer, 1988; Rousseaux, 1990) pour de plus amples détails sur les calculs menant aux équations de propagation ainsi qu'au taux de croissance et seuil de l'instabilité, et d'autre

part vers la référence (Pesme, 1993) pour une description détaillée de la notion de régime convectif et l'obtention des relations de gains spatiaux.

Intéressons-nous tout d'abord au cas simplifié de l'instabilité de diffusion Raman stimulée, en plasma homogène, non amortie et en ne considérant que le cas de la rétrodiffusion. Ceci va permettre d'obtenir le taux de croissance homogène γ_0. Considérons le potentiel vecteur A et le potentiel électrostatique Φ définis par

$$\begin{cases} \vec{B} &= \nabla \times \vec{A} \\ \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \Phi \end{cases} \tag{II.2.10}$$

en choisissant la jauge de Coulomb $\nabla \cdot \vec{A} = 0$. Définissons δn et n_0 qui représentent respectivement la fluctuation de densité et le fond uniforme de densité électronique. L'application des équations de Maxwell conduit aux équations de propagation suivantes (Kruer, 1988; Rousseaux, 1990)

$$\left(\partial_t^2 + \omega_{pe}^2 - c^2\nabla^2\right)\vec{A}_1 = -\omega_{pe}^2 \frac{\delta n}{n_0}\vec{A}_0 \tag{II.2.11a}$$

$$\left(\partial_t^2 + \omega_{pe}^2 - 3v_{th}^{e\,2}\nabla^2\right)\delta n = \frac{\varepsilon_0 \omega_{pe}^2}{m_e}\nabla^2\left(\vec{A}_0 \cdot \vec{A}_1\right) \tag{II.2.11b}$$

décrivant respectivement le champ généré par diffusion du laser sur la fluctuation de densité et la fluctuation de densité produite par la force pondéromotrice. La relation de dispersion de l'instabilité est obtenue par une analyse de Fourier

$$\left(\omega^2 - \omega_2^2\right) = \left(\frac{k\, v_{os}\omega_{pe}}{2}\right)^2 \left[\frac{1}{D_-} + \frac{1}{D_+}\right] \tag{II.2.12}$$

où $D(\omega, \vec{k}) = \omega^2 - \omega_{pe}^2 - k^2c^2$ est la relation de dispersion d'une onde électromagnétique et $D_\pm = D(\omega \pm \omega_0, \vec{k} \pm \vec{k}_0)$. Il existe deux modes : le mode Stokes D_- et le mode anti-Stokes D_+. En réalité, dans la géométrie de rétrodiffusion, le mode anti-Stokes est très amorti par rapport au mode Stokes car trop loin de satisfaire la relation de dispersion, contrairement au cas du Raman avant (*i.e.* $\beta = 0$). Ainsi, le taux de croissance en plasma homogène, défini comme la partie imaginaire de la solution de l'équation de dispersion II.2.12 (de la forme $\omega = \omega_r + i\gamma_0$) , est donné par

$$\gamma_0 = \frac{\left|\vec{k}_2\right| v_{os}}{4}\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2\left(\omega_0 - \omega_2\right)}}. \tag{II.2.13}$$

Il s'agit du taux de croissance maximum de l'instabilité dans le cas idéal homogène sans amortissement.

En plasma homogène, les ondes subissent toutes des amortissements qui définissent le niveau du seuil pour que l'instabilité Raman puisse se développer. Posons ν_2 et ν_1 les amortissements respectifs de l'onde plasma électronique et de l'onde diffusée. L'onde plasma va être amortie à la fois par l'amortissement Landau II.1.23 et les collisions électron-ion II.1.7. Le terme d'amortissement est donc défini par

$$\nu_2 = \nu_L + \frac{\nu_{ei}}{2}. \tag{II.2.14}$$

Pour l'onde électromagnétique diffusée, l'amortissement est dû au phénomène de Bremsstrahlung inverse qui est défini par

$$\nu_1 = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0 - \omega_2}\right)^2 \frac{\nu_{ib}}{2} \tag{II.2.15}$$

où

$$\nu_{ib} = 1.02\,10^{11} \frac{\langle Z^2 \rangle}{Z} \frac{(n_e/n_c)\ln \Lambda_{ib}}{\lambda_0^2 T_e^{3/2}} \tag{II.2.16}$$

est le terme d'amortissement par Bremsstrahlung inverse avec $\Lambda_{ib} = \sqrt{n_e/n_c}\Lambda_{ei}$ (II.1.6). On montre que le taux de croissance temporel de l'instabilité Raman devient donc en régime amorti

$$\gamma = -\frac{\nu_2 + \nu_1}{2} + \sqrt{\frac{(\nu_2 - \nu_1)^2}{4} + \gamma_0^2}. \tag{II.2.17}$$

L'instabilité peut se développer uniquement lorsque $\gamma \geq 0$, ainsi la condition de seuil apparait comme étant contrainte par

$$\gamma_0^2 \geq \nu_1 \nu_2. \tag{II.2.18}$$

Cela se traduit par un seuil en intensité de l'onde de pompe donné par

$$I_{seuil} = \bar{I}_{seuil}\left(1 + \frac{2\nu_L}{\nu_{ei}}\right) \tag{II.2.19}$$

$$\bar{I}_{seuil} = 4.1\,10^9 \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{5/2} \frac{\langle Z^2 \rangle}{Z} \frac{\ln \Lambda_{ei}\,\ln \Lambda_{ib}}{\lambda_{0[\mu m]}^4 T_{e[\mathrm{keV}]}^3 \left(1 - \sqrt{n_e/n_c}\right)^2} \sim 1.7\,10^{10}\,\mathrm{W.cm^{-2}}. \tag{II.2.20}$$

Une précision importante est que l'intensité seuil définie ci-dessus est l'intensité locale dans le plasma à laquelle l'instabilité se développe, qui est différente de l'intensité du faisceau focalisé dans le vide. En effet, lors de sa propagation dans le plasma, l'onde de pompe est sujette, entre autre, à l'absorption collisionnelle. L'intensité locale est donc plus faible que l'intensité équivalente dans le vide, les deux étant reliées via

$$I_{locale} \simeq \frac{I_{vide}}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} \exp -Abs \tag{II.2.21}$$

où Abs désigne le facteur d'amortissement de l'intensité de l'onde par absorption collisionnelle. Celui-ci dépend de la densité considérée et du type de profil et est donné par la formule générale, sous l'approximation WKB [1] (Wentzel, 1926; Kramers, 1926; Brillouin, 1926), en considérant une impulsion laser se propageant selon x de $+\infty$ vers -∞

$$Abs = \frac{\nu_{ei}(n_c)}{c} \int_{+\infty}^{x_{local}} \frac{(n_e(x)/n_c)^2}{[1 - n_e(x)/n_c]^{1/2}} \, dx \tag{II.2.22}$$

où $\nu_{ei}(n_c)$ est la fréquence de collision électron-ion à la densité critique et x_{local} le point auquel est associée la densité $n_{e\,local}$. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage (Pesme, 1993). On considèrera cependant, en première approximation, que dans notre cas de plasma peu collisionnel, sous-dense et de longueur suffisamment courte, l'intensité vérifie $I_{locale} \approx I_{vide}$.

Lorsque le seuil en intensité est dépassé et que l'instabilité peut se développer, l'onde de pompe permet aux ondes filles plasma électronique et rétrodiffusée de s'amplifier temporellement comme présenté précédemment. Le plasma étant un milieu continu, il existe deux régimes différents d'instabilité mettant en cause la nature spatio-temporelle des quantités physiques : le régime absolu et le régime convectif. Le premier est l'analogue du régime instable en mécanique : l'amplitude de toute perturbation croît au cours du temps de façon exponentielle jusqu'à la saturation de l'instabilité. La croissance temporelle est donc de la forme $\exp(\gamma_{abs} t)$ où γ_{abs} est le taux de croissance temporel de l'amplitude en un point fixe. Le second est une particularité des milieux continus (*i.e.* mettent en jeu la nature spatio-temporelle des grandeurs physiques) : localement l'instabilité présente une amplification spatiale finie, qui ne croît au cours du temps qu'avec sa propagation. La croissance temporelle est de la forme $\exp(\gamma_{conv} L/v_{conv})$ où γ_{conv} représente le taux de croissance temporel du maximum de la perturbation se déplaçant à la vitesse v_{conv} sur la longueur L. Ces deux régimes sont représentés schématiquement sur la figure II.2.3.

La distinction entre les deux régimes est obtenue grâce aux critères de Bers et Briggs (Bers, 1983). Ceux-ci se résument de la sorte : l'instabilité est en régime absolu uniquement si les vitesses de groupe des ondes diffusée et plasma électronique sont de signes opposés $\vec{v}_{g\,1}\vec{v}_{g\,2} < 0$ et que le taux de croissance homogène est supérieur au seuil de l'instabilité absolue $\gamma_0 > \gamma_{seuil\,abs}$, avec dans le cas du Raman où $\nu_2/v_{g\,2} \gg \nu_1/v_{g\,1}$

$$\gamma_{seuil\,abs} = \frac{\nu_2}{2}\sqrt{\frac{|\vec{v}_{g\,1}|}{|\vec{v}_{g\,2}|}}. \tag{II.2.23}$$

1. Wentzel, Kramers, Brillouin

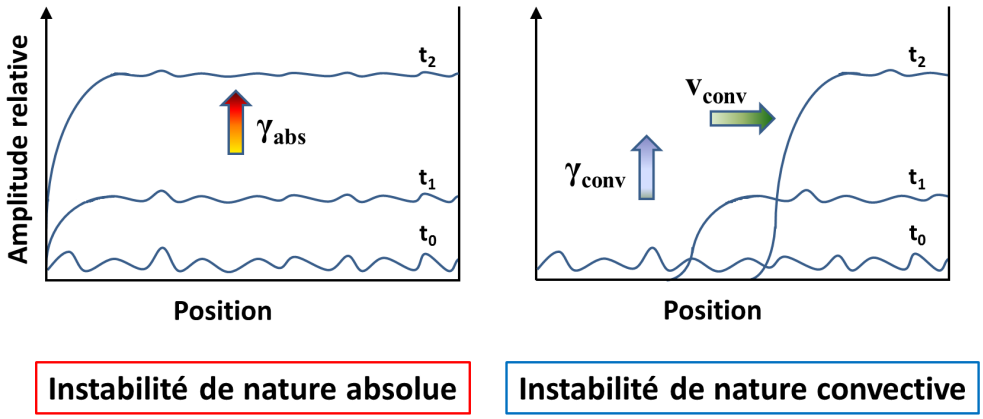


FIGURE II.2.3 – Représentation de la croissance d'une fluctuation thermique dans les deux régimes d'instabilité.

Sinon l'instabilité est dans le régime convectif. En pratique, l'instabilité est purement convective si $\nu_2 > 2\gamma_0 \left|\vec{v}_{g\,2}/\vec{v}_{g\,1}\right|^{1/2}$ (Pesme, 1993). L'instabilité est également considérée comme convective si la saturation se produit tant que l'onde plasma électronique peut être considérée comme immobile (Divol & Mounaix, 1999). Il faut donc que le temps de l'interaction soit très court devant la durée caractéristique de propagation de l'onde électrostatique

$$\tau \ll \frac{L}{|\vec{v}_{g\,2}|} \sim 160\,\text{ps}. \tag{II.2.24}$$

Cette inégalité est toujours vérifiée dans notre cas, où les impulsions sont de l'ordre de la picoseconde.

L'instabilité de nature convective est donc associée à la fois à une amplification temporelle et à une amplification spatiale. Pour obtenir la formulation analytique du gain spatial, sous l'hypothèse WKB, on se place dans l'approximation des équations d'enveloppe pour les équations II.2.11a et II.2.11b en considérant les collisions, qui se transforment ainsi en les équations aux dérivées partielles du 1er ordre suivantes (Rousseaux, 1990)

$$\left(\omega_1\partial_t + \omega_1 v_{g\,1}\partial_x + \nu_1\omega_1\right) A_1 = \frac{i}{4}\frac{\omega_{pe}^2}{n_0}\delta n^* A_0 \tag{II.2.25}$$

$$\left(\omega_2\partial_t + \omega_2 v_{g\,2}\partial_x + \nu_2\omega_2\right) \delta n = \frac{i}{4}\frac{\varepsilon_0 k_2^2\omega_{pe}^2}{m_e} A_1^* A_0 \tag{II.2.26}$$

où a^* est le complexe conjugué de a. Précisons de plus que l'on se trouve dans le domaine appelé *decay standard*, où l'approximation d'enveloppe est valide pour toutes les ondes, y compris pour celle de fréquences les plus basses ($\gamma_0 \ll \omega_2$). Par le calcul, il apparaît que le taux de croissance temporel est celui obtenu à l'équation II.2.17

$$\gamma_{conv} = \gamma. \tag{II.2.27}$$

Le taux de croissance spatial, dans le cas du Raman où $\nu_2/v_{g\,2} \gg \nu_1/v_{g\,1}$, est quant-à lui donné par

$$\kappa_{spat} = \frac{\gamma_0^2 - \nu_1\nu_2}{\nu_2\,|v_{g\,1}|}. \tag{II.2.28}$$

Définissons le facteur de gain $G(L) = \kappa_{spat}L$ où L est la longueur de propagation sur laquelle la condition de seuil est satisfaite. L'amplification spatiale est exponentielle et de la forme $\exp G(L)$. Dans le cas d'un plasma homogène, le facteur de gain est donné en unités pratiques par (Pesme, 1993)

$$G_{conv}(L) = 4.2\left(1 - \frac{\gamma_0^2}{\nu_1\nu_2}\right)\frac{T_e^{3/2}\,(I_{14}\lambda_0^2)\,(L/\lambda_0)}{\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\ln\Lambda_{ei}\left(\frac{\langle Z^2\rangle}{Z\lambda_0}\right)\left(1+\frac{2\nu_L}{\nu_{ei}}\right)}\frac{\lambda_0^2k_2^2}{(4\pi)^2\,k_1}. \tag{II.2.29}$$

Dans le cas d'un plasma non homogène présentant un profil linéaire de densité, le facteur de gain devient égal au facteur de Rosenbluth défini comme

$$G_{conv}(L^*) = A_{Ros} = 7.2\,10^{-4}\left(I_{14}\lambda_0^2\right)\frac{L^*}{\lambda_0}\frac{\lambda_0^2k_2^2}{(4\pi)^2\,k_1} \tag{II.2.30}$$

avec

$$L^* = \left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dx}\right)^{-1} \tag{II.2.31}$$

la longueur de gradient de densité électronique.

II.2.3 Description de la phase de croissance de l'instabilité de diffusion Raman stimulée

Les résultats précédents, typiquement les facteurs de gain type Rosenbluth, décrivent le comportement de l'instabilité Raman dans le régime stationnaire. Ce régime est atteint à partir du temps t_{sta} défini par (Mounaix et al., 1993)

$$t_{sta} = \frac{L}{|v_{g\,0}|} + \frac{L}{v_{g\,1}}\left(1 + \frac{\gamma_0^2}{\nu_2^2}\right) \tag{II.2.32}$$

qui est au minimum de 5 ps environ pour $\gamma_0 \ll 1$. Ainsi les résultats précédents permettent de décrire uniquement le comportement asymptotique du Raman et non la phase de croissance durant les premières picosecondes. Un modèle analytique a été développé par P. Mounaix qui décrit les différentes phases de la croissance temporelle des ondes plasma électroniques et diffusées. Tout d'abord 1D (Mounaix et al., 1993), le modèle considérait une impulsion laser courte de profil carré puis il a été affiné de manière à modéliser une interaction 3D (Divol & Mounaix, 1999) en considérant une dimension transverse pour prendre en compte la diffraction et ainsi se rapprocher du cas réel d'un speckle.

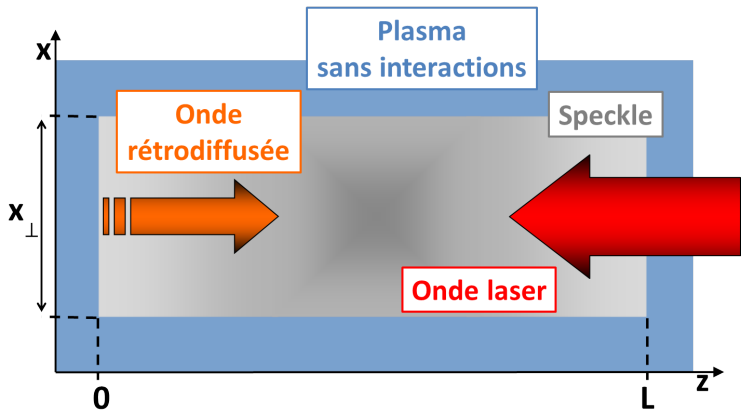


FIGURE II.2.4 – Schéma représentatif du modèle Divol & Mounaix (1999).

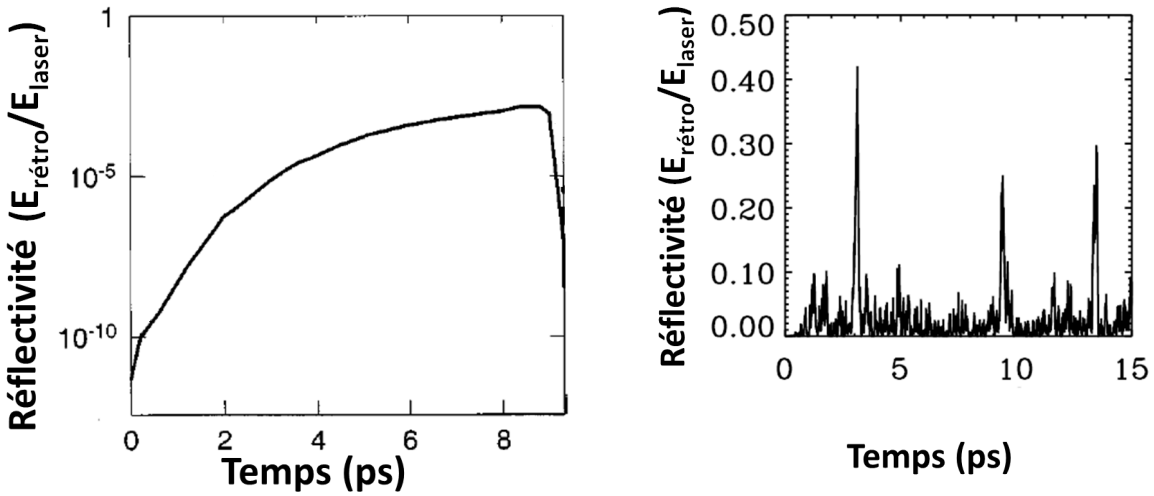
Seules les grandes lignes et les résultats importants sont présentés ici, les calculs associés étant relativement complexes. Le lecteur intéressé est donc encouragé à se tourner vers les deux références précédentes pour de plus amples détails. Dans ce modèle (*cf.* figure II.2.4), le plasma est divisé en deux zones : une zone d'interaction de longueur L et d'extension transverse $\vec{x}_\perp$ qui est l'équivalent du speckle et une zone non interactive entourant la première. Le faisceau de pompe de durée τ se propage de la gauche vers la droite et inversement pour le faisceau rétrodiffusé. La méthode analytique consiste en la résolution du système d'équations de couplage de modes pour l'instabilité Raman suivant (Pesme, 1993)

$$\left[\partial_t + \nu_1 + \vec{v}_{g\,1}\left(\partial_z - \tfrac{i}{2k_1}\nabla_\perp^2\right)\right]a_1 = \gamma_0 \exp\left(-\frac{x_\perp^2}{2\varpi_0^2}\right)a_2^* + S_1 \qquad \text{(II.2.33a)}$$

$$\left[\partial_t + \nu_2 + \vec{v}_{g\,2}\left(\partial_z + \tfrac{i}{2k_2}\nabla_\perp^2\right)\right]a_2 = \gamma_0 \exp\left(-\frac{x_\perp^2}{2\varpi_0^2}\right)a_1^* + S_2 \qquad \text{(II.2.33b)}$$

où ϖ est le waist du speckle, a_α désigne les amplitudes normalisées des ondes α et S_α leur terme source. Ces derniers sont des fonctions stochastiques en espace et en temps qui reproduisent les propriétés statistiques du bruit à l'équilibre des différents champs associés aux ondes α. La résolution de ce système fait apparaître que l'évolution temporelle de l'onde rétrodiffusée se décompose en trois phases distinctes, correspondant à trois domaines d'amplification distincts. La première phase correspond au cas où le front d'onde du laser se déplace dans le speckle, l'instabilité n'a toujours pas « perçu » que le milieu était fini. La croissance de l'instabilité est donc équivalente à celle en milieu infini. La seconde phase débute une fois que l'onde laser a atteint le bord du speckle (*i.e.* z=0). La croissance de l'onde diffusée est donc freinée par rapport à la phase initiale du fait que le milieu est fini : la dérivée du gain $\partial_t G$ devient négative et chute jusqu'à devenir égale à ν_2, ce qui marque le début de la dernière phase. L'instabilité entre alors dans le régime de saturation convective linéaire

défini précédemment, c'est-à-dire que le gain atteint sa valeur finie indépendante du temps pour une position z donnée. Ainsi il est possible d'obtenir une relation analytique décrivant la réflectivité au cours du temps (*cf.* référence (Divol & Mounaix, 1999)) que l'on présente ici sur la figure II.2.5a où l'on observe les différentes phases de la croissance de l'instabilité.



(a) Modèle linéaire Divol & Mounaix (1999) SBS

(b) Simulations PIC Vu et al. (2001)

FIGURE II.2.5 – Réflectivité instantanée dans le cas d'un modèle linéaire (a) qui tend vers un état stationnaire, et pour des simulations PIC (b) où la réflectivité présente un comportement de *bursting*.

Cependant, ce modèle ne prend en compte aucun mécanisme de saturation. Celui-ci décrit remarquablement la phase linéaire de croissance de l'instabilité, comme confirmé expérimentalement dans la référence Rousseaux et al. (1995) et ce jusqu'au régime de saturation. Dès lors, le modèle n'est plus pertinent et il faut se tourner vers des simulations PIC pour observer le comportement de saturation de l'instabilité Raman. Celles-ci font apparaître qu'au lieu de présenter un comportement monotone, la réflectivité Raman présente une évolution dynamique rapide (Estabrook & Kruer, 1989; Vu et al., 2001; Brunner, 2004). Il s'agit du comportement de *bursting*, qui consiste en une succession de pics et de chutes de réflectivité dus à la saturation de l'instabilité par différents mécanismes, comme présenté sur la figure II.2.5b. Cependant le développement de ce comportement, les différents mécanismes impliqués ainsi que leur contribution sont toujours mal cernés.

II.2.4 Mécanismes non linéaires de saturation et d'inflation de l'instabilité

L'instabilité Raman croît à partir des fluctuations thermiques du plasma jusqu'à atteindre un niveau où différents mécanismes non linéaires se développent conduisant soit à la saturation de l'instabilité Raman, soit à son inflation. Actuellement la modélisation de ces différents mécanismes et plus précisément de la saturation SRS reste encore relativement peu aisée, plusieurs modèles ont été développés (Rose & Russell, 2001; Benisti et al., 2012) mais aucun modèle général n'existe pour le moment. On va donc ici énoncer et décrire de manière simplifié les principaux mécanismes non linéaires se développant au cours du couplage Raman. On distingue les mécanismes primaires qui mettent en jeu le couplage de l'onde mère avec les ondes filles primaires des mécanismes secondaires, fluides et cinétique, qui impliquent d'autres processus.

- Mécanisme non linéaire primaire :
  - Appauvrissement de l'onde pompe (Pesme, 1993). Ce mécanisme résulte du fait que la croissance des ondes filles représente un transfert d'énergie de l'onde mère vers celles-ci. Ainsi, une forte croissance des ondes filles réduit l'énergie de l'onde de pompe jusqu'à passer sous le seuil de l'instabilité Raman.

- Mécanismes non linéaires secondaires de type fluide :
  - Instabilité de décomposition des ondes de Langmuir (LDI[2]) (DuBois & Goldman, 1965). Il s'agit d'un couplage à trois ondes où l'onde de Langmuir (onde plasma électronique) joue le rôle d'onde de pompe et se décompose en une onde acoustique ionique et une onde de Langmuir de plus basse fréquence. Celle-ci peut à son tour se décomposer selon le même processus, c'est le principe de « cascade LDI » (Heikkinen & Karttunen, 1986; Montgomery et al., 2002).
  - Cavitation (Russell et al., 1986). Les ondes de Langmuir sont piégées dans les creux de densités ioniques ce qui va conduire à la décroissance rapide des ondes de Langmuir.

- Mécanismes non linéaires secondaires de type cinétique : tous ces mécanismes sont liés au phénomène de piégeage électronique.
  - Abaissement de l'amortissement Landau. Comme il a été présenté dans la section sur l'amortissement Landau (*cf.* page 22), les électrons d'une distribution de type

2. Langmuir Decay Instability

Maxwellienne de vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde plasma électronique gagnent de l'énergie cinétique au détriment de l'énergie électrostatique et oscillent à une fréquence ω_b (*cf.* équation II.1.27). Lorsque ces électrons piégés ont réalisé une oscillation complète ils n'ont en moyenne ni gagné ni perdu d'énergie dans le référentiel de l'onde. Ainsi, pour $\omega_b \gg \nu_L$, l'amortissement Landau disparait : il s'agit du régime non linéaire (O'Neil, 1965).
Dans le cas d'une onde plasma électronique avec une certaine largeur spectrale, d'amplitude variant temporellement, typiquement dans le cas de l'instabilité Raman, l'amortissement non collisionnel s'écrit alors sous la forme (Benisti et al., 2009)

$$\nu \equiv \nu_L \Theta \left[Y \right] \tag{II.2.34}$$

où Θ est une fonction de type Heaviside valant zéro dès que $Y \equiv \int \omega_b dt \geq 6$. De plus, dans ce régime, le piégeage conduit à l'aplanissement caractéristique de la fonction de distribution des vitesses électroniques autour de la vitesse de piégeage v_ϕ observé dans les références (Vu et al., 2001; Brunner, 2004; Friou et al., 2013). La figure II.2.6 qui présente des résultats de simulations particulaires (PIC [3]) CALDER (*cf.* Annexe A) met en évidence l'aplanissement de la fonction de distribution au cours du temps.

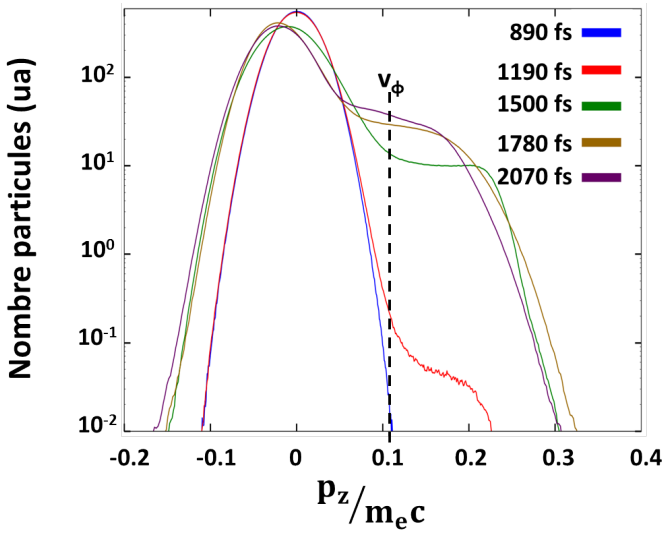


FIGURE II.2.6 – Évolution de la fonction de distribution des vitesses selon l'axe longitudinal des électrons piégés. Chaque fonction de distribution est mesurée au centre du profil spatial transverse du laser et intégrée sur 30 µm selon son axe de propagation. Simulations 2D d'ouverture $f/12$, $\lambda_0 = 1057$ nm, $k_2\lambda_D = 0.17$, $I_0 = 1.5\,10^{16}$ W.cm^{-2}.

3. Particles In Cell

– Inflation cinétique. Cette réduction non-linéaire de l'amortissement Landau conduit une forte augmentation de la réflectivité Raman par rapport aux prédictions de la théorie linéaire convective : il s'agit de l'inflation cinétique observée numériquement (Vu et al., 2001) et expérimentalement (Montgomery et al., 2002). Cette hausse de la croissance de l'instabilité Raman apparaît lorsque l'amplitude de l'EPW dépasse un seuil défini par (Vu et al., 2007)

$$|E_{2\,lim}|^2 = 4\pi n_e T_e \left[\left(\frac{1}{n_e \lambda_D^3} \right) \left(\frac{v_{th}^e}{v_\phi} \right)^3 \ln \Lambda_{ei} \sqrt{k_2 \lambda_D} \right]^{4/3} \iff \frac{\delta n}{n} \sim 0.06. \tag{II.2.35}$$

– Dérive de fréquence non-linéaire. La conservation de l'énergie dans l'interaction onde/particule induit une dérive de fréquence non-linéaire de l'onde plasma, essentiellement vers le rouge (diminution de la fréquence). Cette dérive de fréquence est donnée, pour une EPW se propageant librement, par

$$\frac{\delta \omega_{nl}}{\omega_{pe}} = -\alpha \sqrt{\Phi} \frac{\omega/\omega_{pe}}{1 + (k\lambda_D)^2 - (\omega/\omega_{pe})^2} \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega/\omega_{pe}}{k\lambda_D} \right)^2 \right]}{\sqrt{2\pi} k \lambda_D} \tag{II.2.36}$$

avec ϕ le potentiel de l'EPW et $\alpha = 1.09$ (Dewar, 1972) (*resp.* 1.63 (Morales & O'Neil, 1972)) dans le cas où l'onde plasma est générée de manière adiabatique (*resp.* de manière soudaine).

Pour une onde plasma électronique forcée, typiquement par un battement d'onde pour le couplage Raman, la dérive de fréquence est beaucoup plus importante que pour une EPW libre comme calculé théoriquement dans la référence (Benisti et al., 2008), où la relation de dispersion de l'EPW est donnée par

$$1 + \alpha_d \Re(\chi) = 0 \tag{II.2.37}$$

où χ est la susceptibilité électronique et α_d un facteur prenant un compte le champ pondéromoteur dû au battement laser tel que $\alpha_d = 1$ correspond au cas de l'EPW libre.

Cette dérive de fréquence de l'onde plasma électronique induit un désaccord dans les relations de résonances en fréquence entre l'EPW et le battement d'onde qui conduit à la saturation du couplage Raman (Vu et al., 2001).

– L'instabilité des particules piégées où TPI [4]. Ce phénomène a été observé expérimentalement (Wharton et al., 1968), modélisé (Kruer et al., 1969) et observé

4. Trapped Particles Instability

numériquement (Brunner, 2004). Les électrons piégés oscillent de manière cohérente à la fréquence ω_b à la manière d'une onde. Cette oscillation prend place dans un puits de potentiel qui oscille à la fréquence ω_2. Il se produit donc, d'un point de vue simplifié, un battement entre ces deux fréquences qui module l'EPW le long de sa propagation et conduit à la croissance de deux modes définis par $k_2 \pm \omega_b/v_\phi$ appelés sidebands. Cette modulation longitudinale de l'amplitude de l'EPW de taux de croissance (Brunner et al., 2014)

$$\frac{\gamma_{SB}}{\omega_{pe}} = \frac{\sqrt{3}}{2}\left[\frac{3}{4}\frac{\omega_b\omega_{pe}^3}{\omega^4}\left(\frac{v_{th}^e}{v_\phi - v_g}\right)\right]^{1/3} \tag{II.2.38}$$

conduit à l'élargissement spectral de celle-ci et finalement à la saturation SRS

– *Bowing*. Des simulations PIC 2D (Yin et al., 2007, 2008) ont mis en évidence la croissance de modes satellites transverses dus au phénomène de *bowing* (courbure du front d'onde). On peut le décrire de la manière suivante : le piégeage réduit la fréquence de l'onde et donc sa vitesse de phase (*cf.* équation II.1.21). Cette dérive $\delta\omega_{nl}$ est proportionnelle à la racine carrée de l'amplitude de l'onde plasma (*cf.* équation II.2.36). L'amplitude de l'onde n'est pas spatialement uniforme, elle est plus importante au centre que sur les bords. Le centre de l'onde subit donc une dérive plus importante ce qui implique que sa vitesse de phase est plus lente que celles sur les bords. Le front d'onde se courbe et développe alors une composante transverse, comme on peut l'observer sur la figure II.2.7.
Considérons que l'EPW se propage selon l'axe z et est décrite selon l'axe transverse y par une enveloppe gaussienne de la forme $\exp -y^2/2\Delta y^2$, où Δy est la largeur RMS [5] transverse. On montre que le *bowing* courbe le front d'onde sous la forme $k_2 z = C_{nl}(t)\,(y/\Delta y)^2$, où C_{nl} est le coefficient de courbure donné par (Banks et al., 2011)

$$C_{nl} = -\frac{1}{4}\frac{\delta\omega_{nl}}{\omega_{pe}}\omega_{pe}t. \tag{II.2.39}$$

Ce *bowing* conduit finalement à l'auto-focalisation de l'onde plasma électronique. Expérimentalement (Rousseaux et al., 2009), le diagnostic de diffusion Thomson (*cf.* page 68) a permis de mettre en évidence la croissance de ces modes transverses de l'onde plasma électronique au cours de l'instabilité. Cette expérience a donc confirmé, de manière indirecte, la manifestation du *bowing*.

5. Root Mean Square

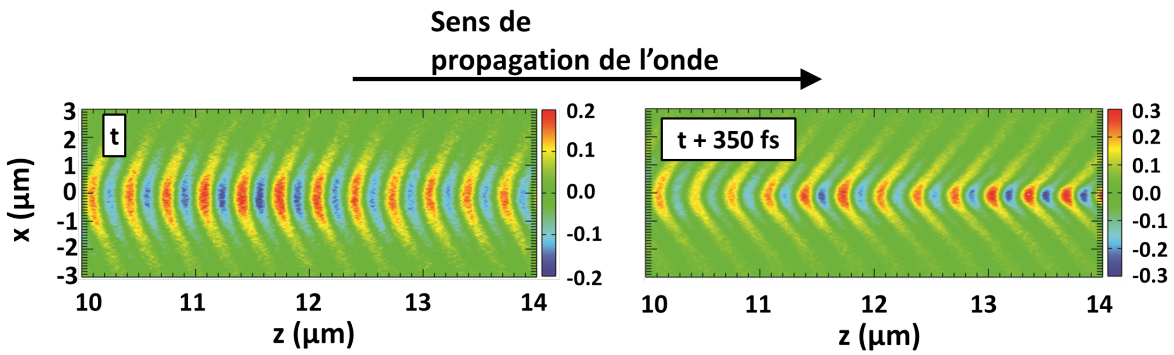


FIGURE II.2.7 – Simulations PIC 2D Yin et al. (2008) d'ouverture $f/4.5$, $\lambda_0 = 527$ nm, $k_2\lambda_D = 0.34$, $I_0 = 4.2\,10^{15}$ W.cm^{-2}. Est présentée l'amplitude de l'onde plasma électronique (champs A_2) résolue spatialement à deux temps espacés de 350 fs mettant en évidence l'effet de *bowing* du front d'onde.

De plus, la génération de cette composante transverse conduit à une diffusion latérale des ondes électromagnétiques à des angles supérieurs au cône de l'onde laser incidente (Masson-Laborde et al., 2010).

Les mécanismes décrits ci-dessus sont sensibles aux conditions de l'interaction et du plasma (*i.e.* intensité, densité, durée, ...). Il est donc primordial de discuter de la compétition entre ces divers mécanismes pour comprendre quels sont les effets mis en jeu. Le paramètre qui permet de distinguer les différents types de régimes est le facteur $k_2\lambda_D$. Donnons une image physique de ce paramètre, pour cela réécrivons-le, au premier ordre dans l'hypothèse de faible température ($\omega_2 \approx \omega_{pe}$), $k_2\lambda_D \propto v_{th}^e/v_\phi$. Ce paramètre permet de situer la vitesse de phase de l'onde plasma dans la fonction de distribution des vitesses électroniques et donc de quantifier l'efficacité de l'amortissement Landau. Ainsi, pour une valeur faible de $k_2\lambda_D$, la vitesse de phase de l'onde se situe « loin » dans la fonction de distribution, dans une zone de faible densité de particules, la saturation par couplage d'ondes sera donc importante (régime fluide). Inversement, une valeur élevée situe la vitesse de phase de l'onde dans la partie de forte densité de particules de la fonction de distribution, ce qui correspond plutôt au régime cinétique de la saturation.

La transition entre le régime fluide et le régime cinétique a été observée et mesurée expérimentalement (Kline et al., 2005, 2006). Celle-ci se produit aux alentours de $k_2\lambda_D \approx 0.3$, où les phénomènes de décomposition des ondes de Langmuir et de piégeage sont tous les deux observés. Pour des valeurs de $k_2\lambda_D < 0.3$, le régime fluide est dominant par rapport au régime cinétique et vice-versa pour des valeurs supérieures à 0.3. Notons cependant, que cette valeur transitoire est pertinente dans le cas d'une interaction en régime nanoseconde,

dans lequel l'instabilité Raman peut se développer un très grand nombre de fois et être en compétition avec d'autres instabilités, comme la diffusion Brillouin stimulée, la filamentation, ... La transposition de ce résultat à des expériences picoseconde doit être faite prudemment et on peut s'attendre à des différences dans notre configuration expérimentale. De récentes simulations PIC picoseconde (Yin et al., 2013) ont déjà démontré que le processus de *bowing* se développait dès $k_2\lambda_D = 0.23$.

Dans nos conditions expérimentales, l'instabilité Raman se situe dans un régime fortement cinétique comme il a été démontré expérimentalement (Rousseaux et al., 2006), du fait de la rapidité de la saturation de l'instabilité. Le dispositif expérimental utilisé dans cette référence est analogue à celui qui a été mis en place dans nos expériences, à savoir un faisceau laser pompe de 1.5 ps FWHM dans un plasma de 300 eV, à 6 % de n_c et de $k_2\lambda_D$=0.2. Ces résultats ont été obtenus avec une intensité forte de 9 10^{17} W.cm^{-2}, mais vérifiés et validés par la suite pour des intensités plus faibles de l'ordre de quelques 10^{16} W.cm^{-2}, et mettent en évidence l'historique du développement et de la saturation de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Les ondes plasma électroniques apparaissent dès le début de la montée de l'impulsion laser et atteignent le régime de saturation en approximativement 1 ps. Elles disparaissent soudainement une fois le maximum de l'impulsion laser passé, ce qui donne une durée de vie des EPW de quelques 4 ps. La saturation rapide et la disparation soudaine des EPW alors que la pompe est toujours intense traduisent le fait que le régime de saturation est cinétique. En effet, pour des temps aussi courts, la dynamique des ions n'a pas le temps de se développer, ne permettant pas au régime fluide de se mettre en place.

Dans le régime cinétique, les effets non linéaires qui conduisent à la saturation de la diffusion Raman se résument en deux types de mécanismes : ceux qui induisent un déphasage entre l'EPW et le champ pondéromoteur par dérive de fréquence non linéaire et ceux qui conduisent à une perte de cohérence de l'EPW par croissance de modes satellites. L'importance de ces deux types de mécanismes a été étudié en 1D à la fois théoriquement et numériquement à l'aide de codes Vlasov et PIC dans la référence (Friou et al., 2013). Le comportement de l'EPW présente d'abord une phase de croissance monotone sur une durée t_{sat}, jusqu'à une amplitude ϕ_{sat}, qui est stoppée par les mécanismes de saturation. L'amplitude de l'EPW oscille alors au cours du temps : il s'agit comportement de *bursting* décrit précédemment. Il apparaît que la dérive de fréquence non linéaire et les modes satellites conduisent tous les deux à la même amplitude ϕ_{sat} de l'EPW avant la phase de *bursting* et à la même durée t_{sat} de la phase de croissance monotone. Ces deux types de mécanismes doivent donc être pris en compte pour une description correcte du comportement de l'EPW dans le cadre de l'instabilité Raman.

II.3 Vers un régime collectif des speckles dans le développement de l'instabilité Raman

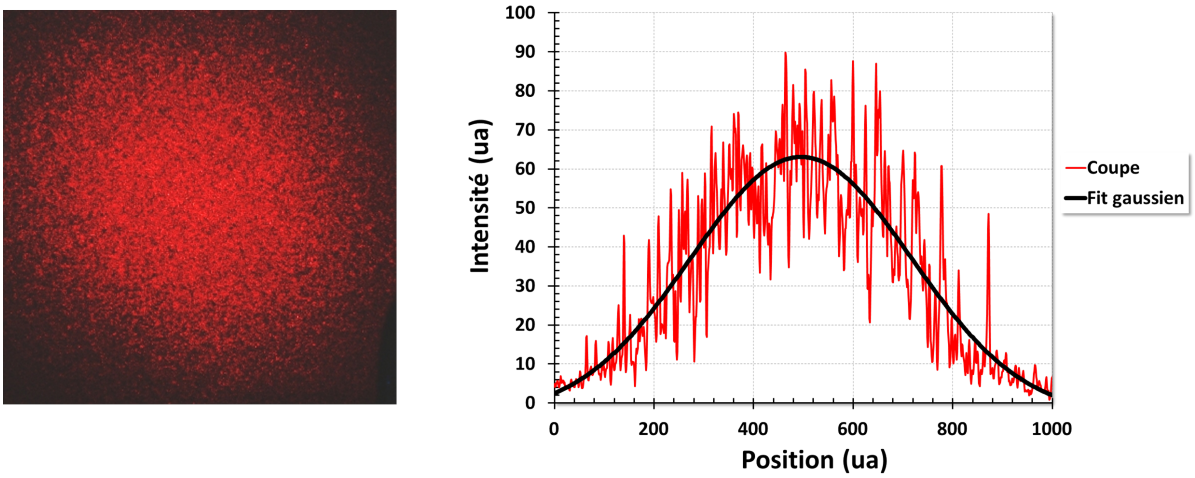


FIGURE II.3.1 – Image caractéristique d'une tache focale lissée spatialement. Mise en évidence de l'uniformisation statistique de l'énergie par création d'un champ de speckles.

L'étude et les résultats précédents ont permis de donner une description du comportement de l'instabilité Raman. A savoir les conditions pour que l'onde laser se couple avec une onde plasma électronique et déclenche l'instabilité SRS ainsi que la caractérisation de sa croissance. En parallèle du SRS se développent divers phénomènes non-linéaires qui arrêtent la croissance monotone de l'onde plasma électronique, via la dérive de fréquence non linéaire et la croissance de modes satellites (Friou et al., 2013). Le couplage Raman devient alors oscillant au cours du temps, c'est le comportement de *bursting*. Spatialement, tous ces *bursts* se produisent dans un unique point chaud. Le comportement de l'instabilité Raman décrit précédemment caractérise donc le cas le plus simple et « idéal » où le laser ne consiste qu'en un seul speckle. En réalité, sur les grandes installations lasers du type NIF ou LMJ, le couplage entre l'onde laser et le plasma qui génère l'instabilité Raman ne peut être décrit simplement par ce comportement.

Les faisceaux utilisés, de forte énergie (de l'ordre de quelques kJ), se propagent sur de longues distances avec des diamètres de dimensions centimétriques (de l'ordre de 40 cm) ce qui entraîne une dégradation du front d'onde et se traduit par de fortes inhomogénéités dans la tache focale. Pour y remédier, le faisceau est lissé spatialement à l'aide d'une lame de phase aléatoire (RPP) en complément d'autres techniques de lissage, ce qui a pour effet d'uniformiser statistiquement la répartition de l'énergie par génération d'un champ de très nombreux speckles dans la tache focale, comme illustré sur la figure II.3.1. Dans cette configuration, le comportement de l'instabilité Raman va apparaître comme beaucoup plus complexe que celui

décrit précédemment. En effet, le développement du SRS dans un speckle est aussi influencé par les speckles voisins. L'étude réalisée et présentée ici a pour but de mettre en évidence ce comportement et d'apporter un éclairage permettant de comprendre l'influence mutuelle des speckles dans le développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Dans toute la suite, on qualifiera cette configuration de régime collectif, en opposition au régime isolé correspondant au cas simple ne mettant en jeu qu'un seul speckle.

Jusqu'à récemment, les modèles qui calculaient la réflectivité des instabilités en multi-speckle considéraient les speckles comme indépendants les uns des autres (Rose & DuBois, 1994) vis-à-vis du développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Grossièrement, les modèles, pour calculer l'effet d'un champ de speckles, considéraient la sommation de la réflectivité de chacun des speckles indépendamment les uns des autres (Yin et al., 2009). Ainsi, si la majorité des speckles présentait une intensité inférieure au seuil de déclenchement de l'instabilité, cela n'entrainait qu'un faible taux global de réflectivité. Or les expériences réalisées sur le NIF (Meezan et al., 2010; Glenzer & al., 2011; Kirkwood et al., 2011) ont montré que les taux de rétrodiffusion mesurés étaient bien supérieurs à ceux attendus. L'une des hypothèses qui pourrait expliquer ces mesures est un comportement collectif des speckles obtenus par lissage spatial. Celui-ci n'a été mis en évidence numériquement que très récemment. En effet, les premiers résultats numériques démontrant l'existence de ce régime collectif ont été publiés en 2012 et obtenus grâce à des simulations PIC 2D et 3D réalisées par L. Yin à Los Alamos (Yin et al., 2012). Ces résultats ont été confirmés par B. J. Winjum de l'université de Californie, également avec des simulations PIC 2D (Winjum et al., 2013) en 2013.

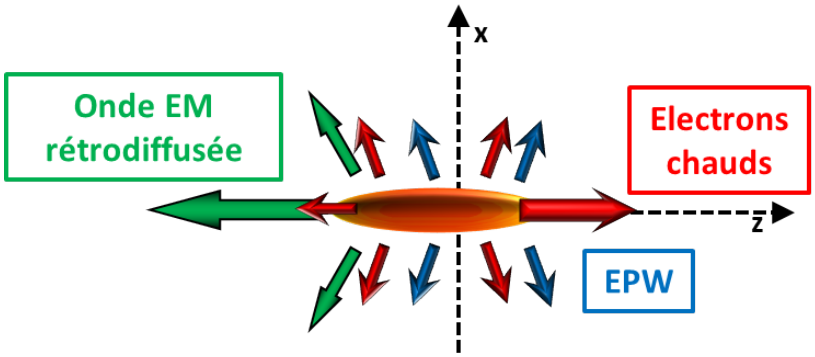


FIGURE II.3.2 – Illustration des perturbations générées par un speckle et l'instabilité SRS associée.

Pour arriver à visualiser la dynamique du comportement collectif des speckles, considérons tout d'abord le cas simplifié de deux speckles côte à côte. Les deux speckles proviennent

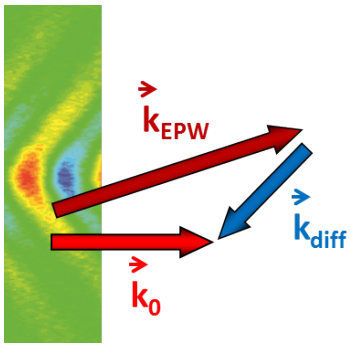


FIGURE II.3.3 – Schématisation de l'ouverture du cône de rétrodiffusion par *bowing* de l'EPW provenant de la figure II.2.7.

de la même source laser et diffèrent seulement par leur énergie et donc leur intensité, comme c'est le cas pour les speckles obtenus par lissage spatial RPP. Posons que le premier est au-dessus du seuil de l'instabilité et le second en dessous. L'onde laser du speckle fort se couple au plasma via l'instabilité Raman. Localement, il y a formation d'une onde plasma électronique de grande amplitude qui piège les électrons de vitesse proche de sa vitesse de phase, on parlera d'électrons chauds. Ces électrons se déplacent longitudinalement avec l'onde plasma, suivant $\vec{k}_2$. Un échange d'énergie se produit entre ces électrons piégés et l'onde plasma qui conduit à la synchronisation des vitesses électroniques autour de v_ϕ (*cf.* figure II.2.6). Cet échange d'énergie permet le développement d'une dérive de fréquence non-linéaire, du *bowing* de l'EPW et la croissance de mode satellites. La courbure du front d'onde permet l'ouverture du cône de rétrodiffusion (*cf.* figure II.3.3), l'élargissement spectral de l'EPW et conduit à la diffusion transverse des électrons chauds (Yin et al., 2013). Le speckle fort est donc source de nombreuses perturbations du fait de l'instabilité Raman qu'il déclenche (*cf.* figure II.3.2), ce qui modifie localement l'environnement plasma. Ainsi le speckle faible voisin se propage dans un plasma avec des caractéristiques différentes de celles de l'état initial. Dans ce plasma localement perturbé, le déclenchement du couplage Raman est facilité, ce qui permet au speckle faible de devenir instable. Tout d'abord, le flux d'électrons chauds augmente localement les fluctuations thermiques électroniques. Celui-ci possède de plus des caractéristiques résonantes en vitesse (*i.e.* synchronisation de la fonction de distribution des vitesses autour de v_ϕ) qui peut conduire à la diminution l'amortissement Landau (*cf.* équation II.1.23) ce qui réduit d'autant le seuil de l'instabilité ; où alors au développement d'EPW résonantes (*i.e.* qui vérifient la conditions de résonances II.2.1 et II.2.2) (Nicholson, 1983). De plus, les ondes électromagnétiques qui diffusent hors du speckle fort possèdent les caractéristiques de résonances nécessaires pour se coupler avec l'onde laser du speckle faible : il s'agit de *seed* (germe) électromagnétique et électrostatique. Le développement d'une instabilité Raman est donc facilité, car il ne démarre pas des fluctuations thermiques, mais « forcé » par ces *seed* cohérents.

Le speckle, initialement stable, peut alors déclencher l'instabilité Raman par influence d'un speckle voisin. Ils ne sont pas indépendants l'un de l'autre, ils exhibent un comportement collectif.

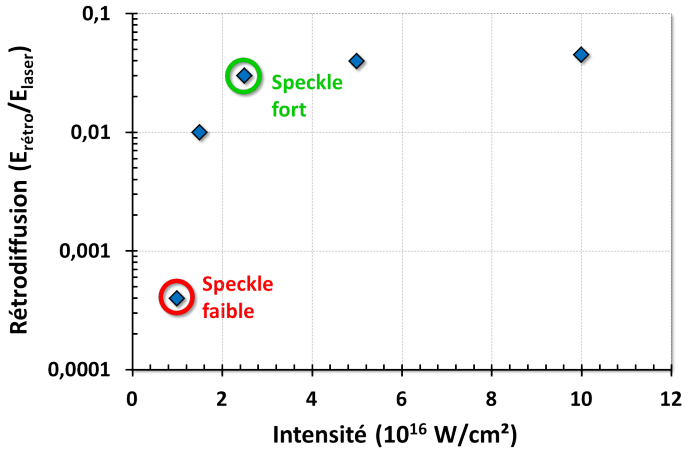


FIGURE II.3.4 – Courbe de réflectivité monospeckle en fonction de son intensité (Yin et al., 2012) obtenue à l'aide de simulations 2D d'ouverture $f/4$, $\lambda_0 = 351$ nm, $k_2\lambda_D = 0.34$. Sont aussi présentés les deux speckles utilisés dans la configuration bispeckle.

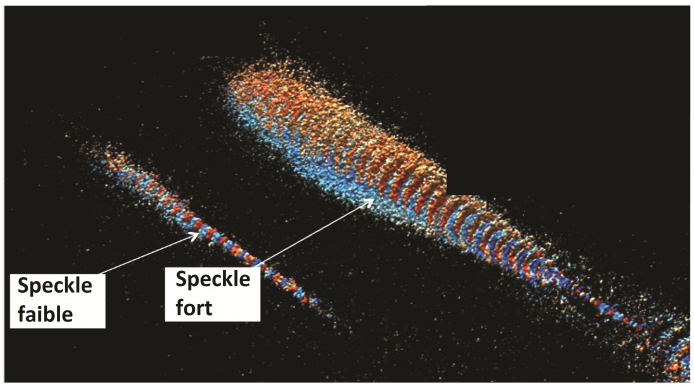
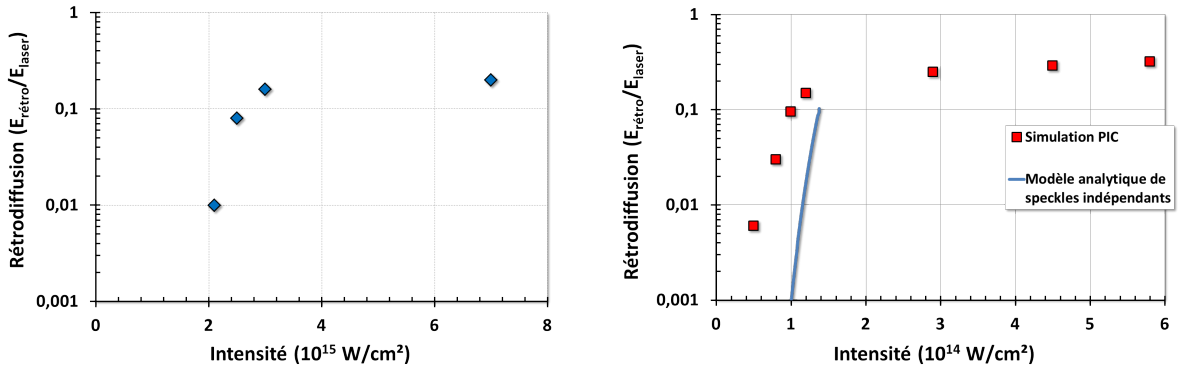


FIGURE II.3.5 – Champs électrostatiques A_2(Yin et al., 2012) correspondant aux EPW pour deux speckles synchrones et espacés de 4.5 µm, l'un au-dessus et l'autre en-dessous du seuil de l'instabilité Raman, mettant en évidence le comportement collectif . Simulation PIC 3D d'ouverture $f/4$, $\lambda_0 = 351$ nm, $k_2\lambda_D = 0.34$, $I_{faible} = 1\,10^{16}$ W.cm^{-2} et $I_{fort} = 2.5\,10^{16}$ W.cm^{-2}.

Ce phénomène a été clairement mis en évidence numériquement par L. Yin (Yin et al., 2012) à l'aide d'une simulation 3D de deux speckles. Dans cette simulation, les speckles sont à la longueur d'onde 351 µm, d'ouverture $f/4$ (1.4 µm FWHM dans le plan focal) et focalisés dans un plasma de 4 keV et de 0.14 n_c ($k\lambda_D$=0.34). L'intensité de chacun des speckles est choisie grâce à des simulations préliminaires définissant la réflectivité Raman d'un speckle seul en fonction de son intensité, le résultat étant présenté sur la figure II.3.4.

Le speckle faible est donc situé au niveau du seuil de l'instabilité, à un niveau très faible de réflectivité, et le speckle fort au-dessus. Ceux-ci sont synchrones, espacés latéralement de 4.5 µm et longitudinalement de 11 µm. Le résultat de cette simulation bispeckle est illustré sur la figure II.3.5 qui présente le champ électrique longitudinal A_2 correspondant aux EPW. Il apparaît très clairement ; par la présence d'EPW, que le speckle faible devient instable vis-à-vis du Raman : son comportement instable est induit par l'instabilité Raman présente dans le speckle fort voisin.



(a) Speckle seul (Yin et al., 2009) (b) Champ de speckles (Yin et al., 2012)

FIGURE II.3.6 – Courbes de réflectivité en fonction de l'intensité pour des speckles d'ouverture $f/8$. Simulations 2D $\lambda_0 = 351$ nm, $k_2\lambda_D = 0.3$.

Pour le cas d'un champ de speckles, les quelques speckles forts génèrent une instabilité Raman, qui permet aux speckles voisins plus faibles de devenir instables. A leur tour, ces speckles perturbent le plasma et rendent leurs voisins instables : c'est l'avalanche SRS (Yin et al., 2013). Il apparait donc que même avec une intensité moyenne des speckles sous le seuil de l'instabilité SRS en régime isolé, les quelques speckles forts au-dessus du seuil suffisent à induire un comportement instable de la majorité des speckles du champ. La réflectivité obtenue ne sera donc pas due uniquement aux speckles forts mais à un nombre beaucoup plus élevé de speckles, ces premiers permettant un accroissement du nombre de speckles instables par effet d'avalanche. Ce régime a été étudié numériquement par L. Yin et al. pour mettre en évidence ces modifications induites par la configuration multispeckle. Tout d'abord, ils simulent un unique speckle (Yin et al., 2009) de longueur d'onde 351 nm, d'ouverture $f/8$ (2.8 µm FWHM) et focalisé dans un plasma de 2.6 keV et de 0.12 n_c ($k\lambda_D$=0.3). Cette simulation (*cf.* II.3.6a) permet d'obtenir les caractéristiques du SRS : le seuil[1] ($I_{seuil} = 2\,10^{15}$ W.cm^{-2}) et le niveau de saturation de la réflectivité ($R_{sat} = 0.12$), pour un speckle seul. Ainsi, à l'aide d'un modèle de speckles indépendant (Yin et al., 2009), L. Yin et al. estiment analytiquement la courbe

1. Yin considère l'intensité où elle obtient ces premières valeurs de réflectivité comme l'intensité seuil

de réflectivité d'un champ de speckles, qui est donnée par la courbe bleue de la figure II.3.6b. Finalement, L. Yin et al. réalisent une simulation PIC d'un champ de speckles (Yin et al., 2012), qui suit la distribution statistique d'intensité présentée précédemment (Garnier, 1999), (*i.e.* speckles de 3.4 µm FWHM avec une intensité 4 fois supérieure à l'intensité moyenne pour les plus forts) de façon à obtenir la courbe de réflectivité multispeckle (*cf.* points rouges sur la figure II.3.6b). Dans cette configuration, les perturbations peuvent induire un comportement collectif analogue à celui décrit précédemment pour deux speckles. Premièrement, le niveau de saturation de la rétrodiffusion est un peu plus élevé en configuration multispeckle, passant de 20% à 30%. Un champ de speckles conduit donc à une augmentation non négligeable de la réflectivité. Deuxièmement, on observe que le seuil estimé par un modèle de speckles indépendants (*i.e.* $1.1\,10^{14}$ W.cm^{-2}) est plus élevé que le seuil obtenu par simulation PIC d'un champ de speckles (*i.e.* $0.5\,10^{14}$ W.cm^{-2}). Les simulations montrent donc que considérer les speckles indépendants ne permet pas de décrire correctement le comportement instable d'un champ de speckle. Le comportement collectif des speckles modifie le développement global de l'instabilité Raman pour un champ de speckles en diminuant le seuil de déclenchement.

En résumé, les travaux numériques réalisés par L. Yin et al. ont mis en évidence l'influence d'un speckle fort sur un speckle faible, traduisant ainsi l'existence d'un comportement collectif. Puis cette observation a été généralisée au cas d'un champ de speckles, permettant de décrire les modifications que ce comportement induit sur le développement global de l'instabilité Raman, à savoir un abaissement du seuil et une augmentation de la réflectivité.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les notions théoriques fondamentales de la physique des plasmas et du lissage spatial ont tout d'abord été introduites. Puis la théorie linéaire de l'instabilité de diffusion Raman stimulée a été présentée, en débutant par le cas général d'une interaction stationnaire nanoseconde pour permettre d'introduire la description analytique de l'instabilité en régime picoseconde linéaire. Cette description est correcte pour la phase de croissance de l'instabilité mais reste incomplète car elle ne prend en compte aucun mécanisme de saturation. En effet, lors du développement de l'instabilité Raman, différents mécanismes apparaissent en parallèle qui conduisent à la saturation de l'instabilité se traduisant par le comportement de *bursting* du SRS. Ces mécanismes conduisent en parallèle à une modification locale de l'environnement plasma sous l'effet de perturbations cinétiques et fluides. La description des principaux mécanismes non-linéaires ainsi que des travaux numériques a permis de mettre en perspective le concept de régime collectif des speckles ainsi que ses conséquences sur le développement global de l'instabilité Raman.

Cependant ce concept reste théorique et n'a pour l'heure été observé que numériquement. Il y a donc un réel besoin d'observation expérimentale pour valider les résultats numériques et essayer d'améliorer nos connaissances sur les différents mécanismes qui conduisent au comportement collectif des speckles. C'est ce que propose l'étude réalisée durant cette thèse et qui va être décrite en détail dans le prochain chapitre.

Chapitre III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dans le contexte de la fusion par confinement inertiel sur les grandes installations laser qui motive l'étude présentée dans ce manuscrit, l'instabilité de diffusion Raman stimulée est présente dans un cas complexe. Celle-ci se développe en effet dans une multitude de speckles, de dimensions micrométriques, obtenus par lissage spatial (RPP (Kato et al., 1984)) et pour des impulsions nanosecondes lissées temporellement (SSD (Skupsky et al., 1989)) correspondant à des temps de cohérence picosecondes. Or les temps de croissance caractéristiques de l'instabilité sont de l'ordre de la centaine de femtosecondes. De plus, aucun instrument de mesure n'est capable de fournir ces résolutions. Ceci implique donc que les mesures de réflectivités Raman obtenues (Meezan et al., 2010; Glenzer & al., 2011) ne donnent qu'un résultat moyenné qui correspond à une intégration sur un très grand nombre de speckles et sur de nombreux *bursts* (*cf.* page 35). Pour espérer comprendre le comportement associé à l'instabilité Raman sur de telles échelles, il faut d'abord restreindre notre étude à un cas simplifié et surtout à des échelles adaptées afin de pouvoir observer finement le développement et la dynamique de l'instabilité. En effet, les échelles de temps et d'espace caractéristiques du développement de ce phénomène sont très courtes, respectivement sub-picoseconde et de l'ordre de la dizaine de micromètres. C'est pourquoi sont utilisées, dans notre étude, des impulsions courtes (picoseconde et sub-picoseconde) à des flux modérés qui permettent d'observer les premières phases de la croissance de l'instabilité ainsi que des diagnostics qui offrent une résolution spatiale suffisante ($\sim 10-20\,\mu m$). La mise en place d'expériences répondant à toutes ces spécificités est donc extrêmement complexe et nécessite une installation laser particulièrement adaptée. Grâce à ses caractéristiques remarquables, *ELFIE*[1] au *LULI*[2] est l'unique

1. Établissement Laser de Forte Intensité et Énergie
2. Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses

installation qui permet la réalisation et l'aboutissement de ce type d'expériences bispeckle. Durant cette période de thèse, trois expériences ont été réalisées sur cette installation, réparties sur trois années.

Nous allons ici présenter les spécificités de l'installation *ELFIE*, primordiales pour répondre à la complexité des expériences mises en œuvre. Une description des caractéristiques techniques de tous les faisceaux utilisés sera faite ensuite. Puis nous détaillerons les paramètres du plasma considéré lors de nos expériences. Enfin nous expliciterons les différents diagnostics utilisés, se résumant à l'analyse de la rétrodiffusion et à la mesure des ondes plasma par le biais de diagnostics de diffusion Thomson à hautes résolutions spatiale et temporelle.

III.1 Installation Laser

ELFIE est une installation multi-faisceaux offrant simultanément des impulsions sub-nanoseconde, picoseconde et sub-picoseconde avec la spécificité de pouvoir utiliser deux impulsions picosecondes cohérentes, indépendantes et de forts éclairements. L'installation *ELFIE* repose sur la technique de dérive de fréquence CPA [1] (Strickland & Mourou, 1985) qui permet d'amplifier des impulsions courtes en restant sous le seuil d'endommagement du milieu amplificateur. Cette technique est basée sur une propriété intrinsèque des impulsions courtes, qui ne sont pas monochromatiques par définition mais possèdent une certaine largeur spectrale. Ainsi, l'impulsion est étirée temporellement par dérive linéaire des fréquences au cours de sa durée, puis elle est amplifiée en énergie tout en conservant des éclairements suffisamment faibles. Elle est ensuite recomprimée afin d'obtenir l'impulsion courte qui permet d'atteindre des intensités très élevées après focalisation.

ELFIE est un laser de puissance, pompé et amplifié, de la manière suivante. L'impulsion initiale est pompée dans un milieu amplificateur Titane : Saphir et possède en sortie une énergie de 1 nJ, de durée 100 fs à la longueur d'onde fondamentale $\lambda_0 = 1057$ nm et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 15$ nm. Pour une description plus détaillée sur la physique permettant la génération d'impulsion laser, le lecteur pourra se tourner vers la référence (Milonni & Eberly, 2010). Après passage dans un étireur Offner donnant une impulsion d'une durée de 1.2 ns, celle-ci est amplifiée dans l'amplificateur régénératif Titane : Saphir de façon à obtenir une impulsion de l'ordre du mJ, 900 ps avec un spectre de 7 nm. L'impulsion est ensuite amplifiée jusqu'à une énergie de quelques 80 J, par passages successifs dans des amplificateurs silicate/phosphate de diamètres croissants (barreaux ϕ16, 25, 45 et disques

1. Chirped Pulse Amplification

ϕ108 mm) avec une durée de 550 ps. Au cours de l'amplification, l'impulsion est divisée successivement pour obtenir les différents faisceaux (*cf.* figure III.1.1) :

- Le faisceau sonde prélevé au niveau des ϕ25 est recomprimé indépendamment à l'aide d'un petit compresseur local de façon à obtenir une impulsion de 100 mJ en 300 fs
- Le faisceau de création n'est pas recomprimé et donne une impulsion longue de 550 ps et 40 J
- Les deux faisceaux d'interaction passent par deux compresseurs sous vide indépendants qui délivrent une impulsion de 15 J en 300 fs

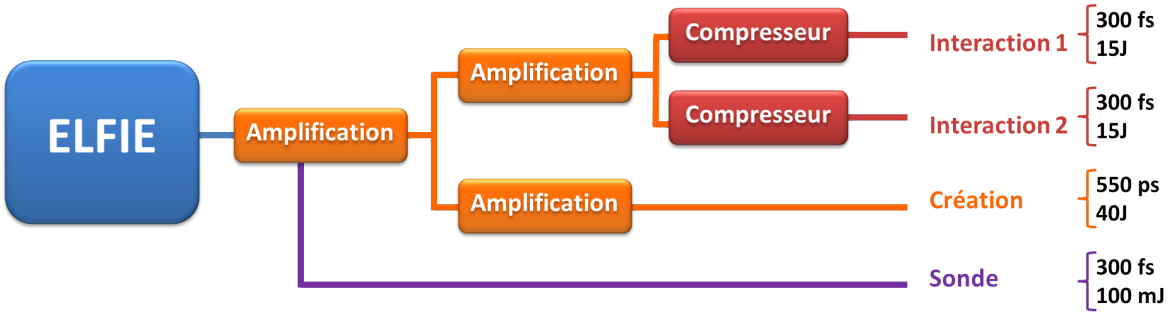


FIGURE III.1.1 – Schéma de principe de l'installation *ELFIE*.

Donnons dès à présent une représentation schématique du dispositif expérimental (*cf.* figure III.1.2) qui permet de visualiser la configuration générale utilisée pour chacun des faisceaux dont les caractéristiques, l'utilisation et l'agencement global seront discutés plus en détail par la suite.

III.2 Le faisceau de création et le jet de gaz

III.2.1 Faisceau de création

Pour toutes nos expériences, l'interaction laser-plasma est produite dans un plasma d'hélium préformé. Celui-ci est obtenu par ionisation d'un jet de gaz au centre de l'enceinte expérimentale (TCC [1]) à l'aide d'un faisceau de création. Le faisceau de création est une impulsion non comprimée de 550 ps FWHM [2], à la longueur d'onde fondamentale avec une énergie de quelque 40 J. Le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille de focale f= 725 mm à l'avant du jet de gaz, à 400 µm du centre dans la direction d'entrée du faisceau d'interaction (*cf.* figure III.2.1), pour former un plasma majoritairement dans la zone des faibles et moyennes densités. Le faisceau est lissé spatialement à l'aide d'une lame de phase aléatoire

1. Target Chamber Center
2. Full Width at Half Maximum

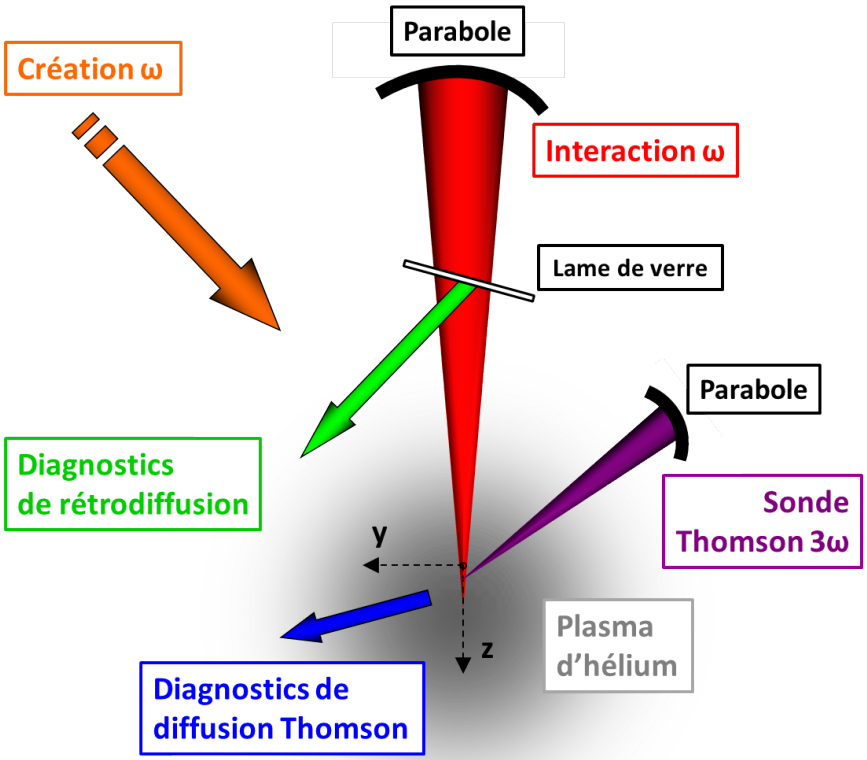


FIGURE III.1.2 – Représentation schématique du dispositif expérimental.

(RPP) à éléments rectangulaires de façon à contrôler la forme du faisceau et produire un plasma reproductible de tir à tir. On obtient ainsi une tache focale au point de focalisation rectangulaire de dimension 500×200 µm^2 FWHM favorisant ainsi la direction de propagation du faisceau d'interaction plutôt que la hauteur tout en gardant une intensité suffisante, de l'ordre de $6\,10^{13}$ W.cm^{-2}, pour ioniser le jet de gaz sur quasiment tout son diamètre.

III.2.2 Caractérisation du jet de gaz

Le jet de gaz d'hélium est, de manière générale, utilisé avec une pression amont de 50 bars et injecté dans la chambre à l'aide d'une buse de diamètre ϕ 1.3 mm, qui permet d'obtenir un flux subsonique. Pour caractériser l'évolution de la densité des atomes d'hélium neutres, selon la hauteur et la profondeur dans le gaz, des mesures d'interférométrie ont été réalisées. Précisons que celles-ci n'ont pas été obtenues dans le cadre du travail de cette thèse, il s'agit de mesures obtenues par J.R. Marquès avec des gaz différents de celui utilisé dans nos expériences. La méthode mise en place consiste à obtenir la densité de neutres grâce à

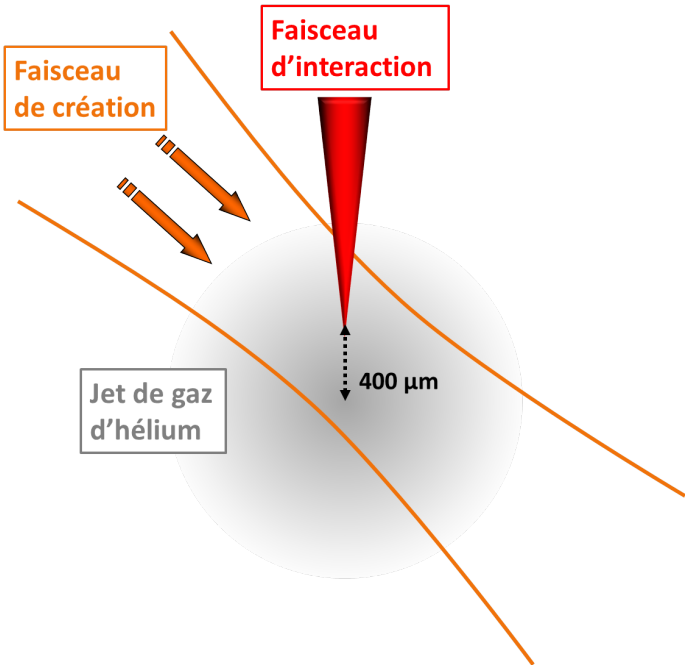
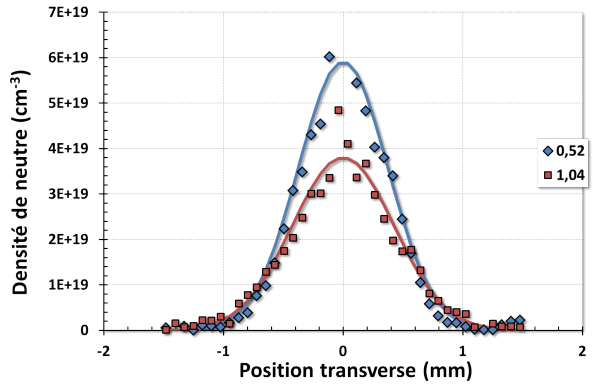


FIGURE III.2.1 – Schéma de la configuration du faisceau de création.

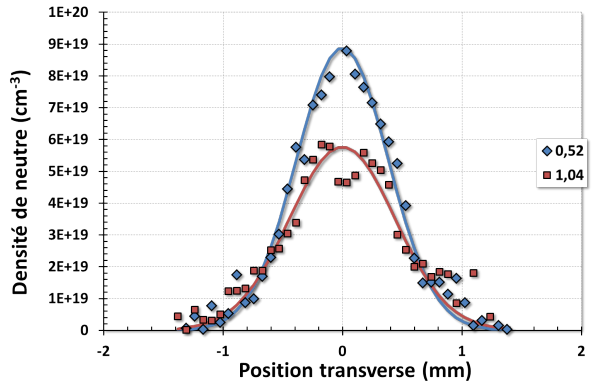
la mesure du décalage de phase induit par le gaz qui modifie l'indice optique. Ce décalage est observé expérimentalement en mesurant le déplacement des franges d'interférences par rapport à leur position non-perturbée dans le vide. Pour plus de détails sur la méthodologie expérimentale et le calcul, le lecteur pourra se reporter à la référence (Malka et al., 2000).

Les mesures obtenues sont résumées sur les graphes de la figure III.2.2. Ces graphes présentent le profil de densité sur tout le diamètre du jet de gaz (axe transverse de l'écoulement du gaz) à une hauteur donnée. Toutes les mesures ont été réalisées à deux hauteurs bien définies : 0.52 et 1.04 mm par rapport à la sortie de la buse, pour différentes pressions et pour deux gaz différents : argon et méthane. Pour estimer le gradient de densité selon la hauteur, on calcule l'écart de densité entre 1.04 mm et 0.52 mm pour deux positions transverses, à savoir 0 et 0.5 mm. Ainsi, on obtient la variation de densité sur 500 µm en hauteur et par interpolation linéaire on en déduit la variation de densité sur 100 µm. Il est plus intéressant de connaitre la variation sur cet intervalle car il s'agit, comme on le verra par la suite, de la distance caractéristique qui sépare les deux faisceaux d'interaction (*i.e.* les deux speckles). On résume les variations de densité dans le tableau III.1.

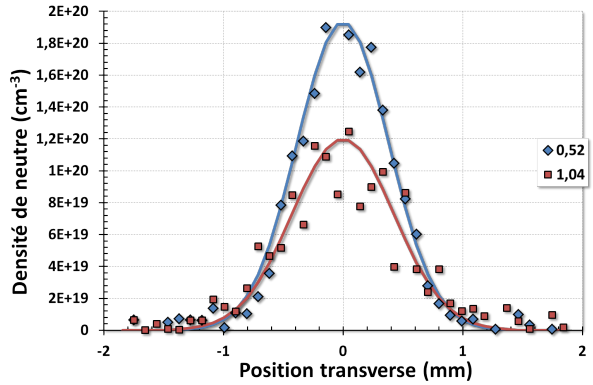
Première observation, en moyenne, la variation relative de densité est plus importante au centre du jet de gaz qu'aux bords. Le gradient transverse tend à s'aplatir avec la hauteur.



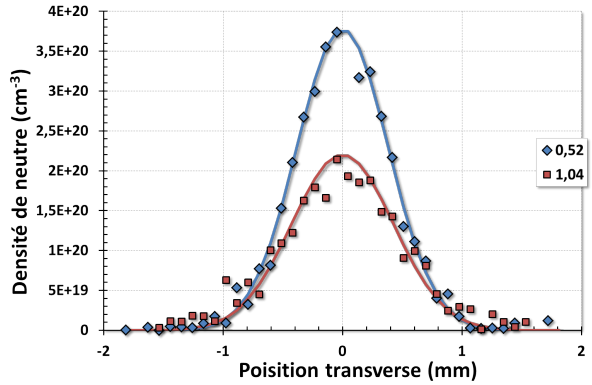
(a) Densité de l'argon à 30 b pour deux hauteurs (0.52 et 1.04 mm)



(b) Densité de l'argon à 50 b pour deux hauteurs (0.52 et 1.04 mm)



(c) Densité du méthane à 25 b pour deux hauteurs (0.52 et 1.04 mm)



(d) Densité du méthane à 50 b pour deux hauteurs (0.52 et 1.04 mm)

FIGURE III.2.2 – Densité de neutres mesurée par interférométrie pour deux gaz différents : Argon en haut et méthane en bas, pour deux pressions (25 et 50 bars ou 30 et 50 bars) et pour deux hauteurs (0.52 et 1.04 mm).

Deuxième observation, les variations relatives apparaissent faiblement dépendantes de la pression du gaz.

Troisième observation, les variations semblent dépendre faiblement du gaz utilisé. De plus, les résultats obtenus pour l'argon sont valides pour tous les gaz diatomiques et donc pour l'hélium.

En conclusion, on peut considérer une variation de densité pour notre jet de gaz d'hélium, à 50 bars, sur 100 µm, de 12 % au centre et 7 % sur les bords du jet de gaz. C'est cette dernière valeur que l'on garde pour la suite, en effet le faisceau d'interaction est focalisé à 400 µm du centre du jet de gaz.

Gaz	Pression (bar)	Position transverse (mm)	Variation relative sur 100 µm
Argon	30	0	11%
		0.5	5%
	50	0	11%
		0.5	5%
Méthane	25	0	12%
		0.5	7%
	50	0	14%
		0.5	9%

TABLE III.1 – Résumé des variations de densité de neutre selon la hauteur.

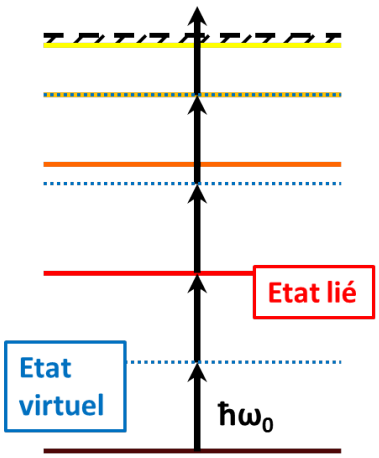


FIGURE III.2.3 – Absorption non-résonante multi-photons.

III.2.3 Formation du plasma par ionisation

Comme il a été précisé précédemment, le jet de gaz est ionisé à l'aide du faisceau de création. L'ionisation se fait par absorption de photons, selon un processus non-résonant (les photons absorbés ne sont pas accordés avec les états propres de l'atome). Keldysh a montré (Keldysh, 1965) que selon la valeur du rapport de l'énergie d'ionisation E_i et du champ électrique laser E_0, l'ionisation peut présenter deux régimes : l'ionisation par effet tunnel ($\gamma_{Kld} \leq 1$) et l'ionisation par absorption multi-photons ($\gamma_{Kld} > 1$) où γ_{Kld} est défini par

$$\gamma_{Kld} = \omega_0 \frac{\sqrt{2m_e E_i}}{eE_0} \approx 0.2\sqrt{\frac{E_i(\text{eV})}{I_{14}\lambda_0^2(\mu\text{m})}}. \tag{III.2.1}$$

Dans notre cas, il y a deux électrons à arracher du noyau, avec pour énergie d'ionisation respective $E_i^1 = 24.6$ eV et $E_i^2 = 54.4$ eV, donnant les facteurs de Keldysh respectifs γ_{Kld}=3.1 et 4.7. L'ionisation est donc dominée par l'absorption multi-photons qui consiste en l'absorption de plusieurs photons par l'atome qui va alors passer par des états virtuels (par opposition

aux états propres correspondant aux niveaux d'énergie de l'atome) espacés d'une énergie $\hbar\omega_0$ jusqu'à ce que celui-ci soit éjecté, comme schématisé sur la figure III.2.3. C'est ce processus qui permet, au début de l'impulsion laser, de créer les électrons primaires avec une énergie initiale assez faible. Ils gagnent alors de l'énergie en oscillant dans le champ laser et par collisions élastiques avec les atomes. Les électrons primaires ayant gagné assez d'énergie peuvent, à leur tour, produire des électrons secondaires via le processus d'ionisation collisionnelle. Les électrons secondaires acquièrent eux-mêmes de l'énergie et ils amorcent ainsi une cascade qui multiplie le nombre des électrons et conduit ainsi à l'ionisation du gaz. Après l'amorçage de l'avalanche, la densité électronique du plasma croît fortement. Le plasma devient alors très absorbant pour le faisceau laser et le mécanisme d'absorption par Bremsstrahlung inverse, qui résulte des collisions électrons-ions, conduit au chauffage des électrons.

L'annexe B détaille un modèle analytique simplifié de tout le processus d'ionisation. Le but est d'estimer simplement le taux d'ionisation du jet de gaz par irradiation du faisceau de création de façon à confirmer l'ionisation complète. Sa résolution numérique conduit à la figure III.2.4 qui confirme que le jet de gaz est totalement ionisé, en environ 100 ps, par le faisceau de création. Cependant l'ionisation se produit assez tardivement, environ 100 ps après l'intensité crête. Ceci découle du chauffage sous estimé des électrons libres dans le modèle qui fait débuter tardivement l'avalanche électronique.

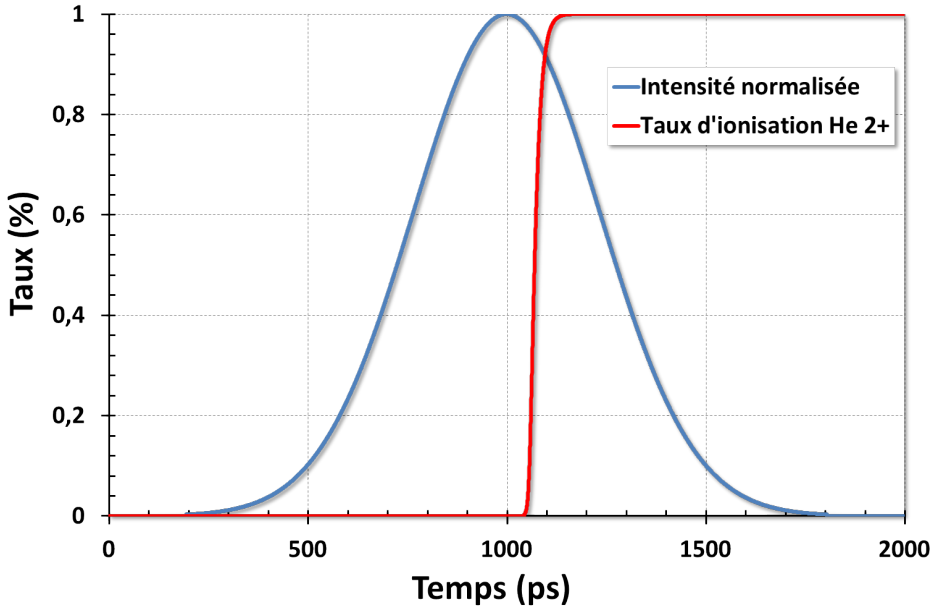


FIGURE III.2.4 – Évolution du taux d'ionisation du jet de gaz au cours de l'impulsion laser de création présentée en unité normalisée à I_{max} =6 10^{13} W.cm^{-2}.

III.3 Le faisceau d'interaction

III.3.1 Configuration monospeckle

Il s'agit d'un faisceau à la longueur d'onde fondamentale, de polarisation linéaire horizontale qui, dans les conditions optimales, est comprimé à 300 fs FWHM avec une énergie maximale de 15 J. Cependant, cette durée d'impulsion est trop courte pour permettre aux instabilités paramétriques de se développer suffisamment, plus particulièrement pour la diffusion Brillouin stimulée qui nécessite des temps de l'ordre de la picoseconde (Rousseaux et al., 2006). Le compresseur est réglé de façon à obtenir une impulsion lorentzienne de 1.5 ps FWHM qui est un bon compromis entre les temps caractéristiques sub-picosecondes du développement du Raman et picoseconde pour le Brillouin. De façon à étudier l'instabilité Raman dans le domaine d'intensité des speckles d'une tache RPP tout en contrôlant le développement de l'instabilité Brillouin, on limite l'énergie incidente du faisceau d'interaction de quelques millijoules à quelques joules selon l'intensité désirée. Le faisceau est focalisé dans le plasma à l'aide d'une parabole hors axe (PHA), de diamètre ϕ150 mm et de focale f= 750 mm. Pour chacune des expériences, le diamètre du faisceau incident a été plus ou moins différent du fait de l'apodisation en amont, donnant des ouvertures du faisceau d'interaction allant de $f/9$ (deuxième et troisième expériences) à $f/12$ (première expérience). De telles ouvertures sont nécessaires pour obtenir une profondeur focale suffisante et ainsi optimiser la longueur de couplage entre le laser et le plasma. Le faisceau arrive dans le plasma ∼200 ps après le maximum du faisceau de création. Il est focalisé au centre du plasma, à 400 µm du centre du jet de gaz, permettant ainsi sa propagation sur une distance supérieure au millimètre dans un plasma bien caractérisé, comme présenté dans le schéma III.2.1.

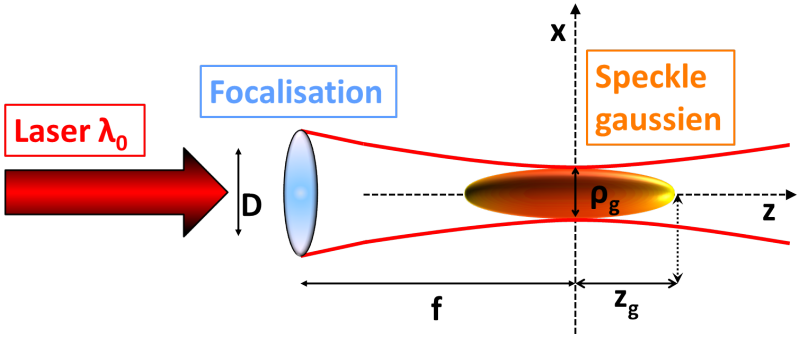


FIGURE III.3.1 – Représentation schématique d'un speckle obtenu par focalisation d'un faisceau gaussien.

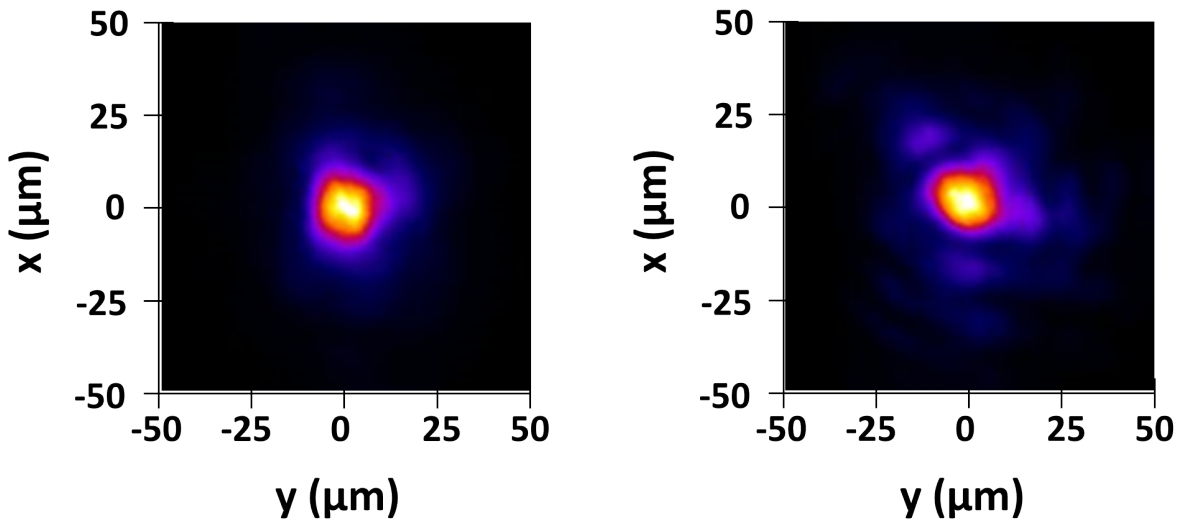
Une fois focalisé à la limite de diffraction, le volume focal du faisceau d'interaction présente des caractéristiques équivalentes aux speckles présents dans un champ obtenu par lissage

spatial. Celles-ci sont bien connues théoriquement et obtenues au moyen du modèle d'un faisceau optique gaussien. Considérons un laser de longueur d'onde λ_0, de diamètre D et focalisé par une optique de focale f, comme présenté schématiquement sur la figure III.3.1. La largeur à mi-hauteur du speckle obtenu est donnée par la formule de la limite de diffraction du faisceau

$$\rho_g = \frac{\lambda_0 f}{D} \tag{III.3.1}$$

et sa demi-longueur est définie par la longueur de Rayleigh

$$z_g = z_R = \frac{\pi \rho_g^2}{\lambda_0}. \tag{III.3.2}$$



(a) Tache focale pour $f/12$.

(b) Tache focale pour $f/9$.

FIGURE III.3.2 – Taches focales du faisceau I1 au plan de meilleure focalisation pour les deux ouvertures utilisées.

Expérimentalement, les caractéristiques du speckle sont évaluées par analyse de l'image de la tache focale du faisceau d'interaction mesurée dans le vide, présentée sur la figure III.3.2. Celle-ci présente de légères variations selon l'expérience, du fait de l'ouverture différente. Il est donc nécessaire de préciser les caractéristiques de la tache focale pour chacune des deux ouvertures. Dans la suite, la tache focale considérée sera à chaque fois précisée.

Pour une ouverture de $f/12$, la tache focale obtenue est d'un diamètre ϕ =15 µm FWHM, contenant 35 % de l'énergie totale. On mesure aussi la profondeur focale, présentée sur la figure III.3.3, qui montre que les taches focales restent quasiment identiques à ±200 µm par rapport au plan focal du meilleur foyer, donnant ϕ =15 µm FWHM avec toujours 30 à 35 % de l'énergie. Ces mesures expérimentales sont en accord avec les valeurs théoriques du faisceau

focalisé à la limite de diffraction III.3.1 et III.3.2 qui donnent ρ_g ≈13 µm et z_g ≈500 µm car le faisceau est de bonne qualité grâce au miroir déformable qui corrige le front d'onde (Wattellier et al., 2003).

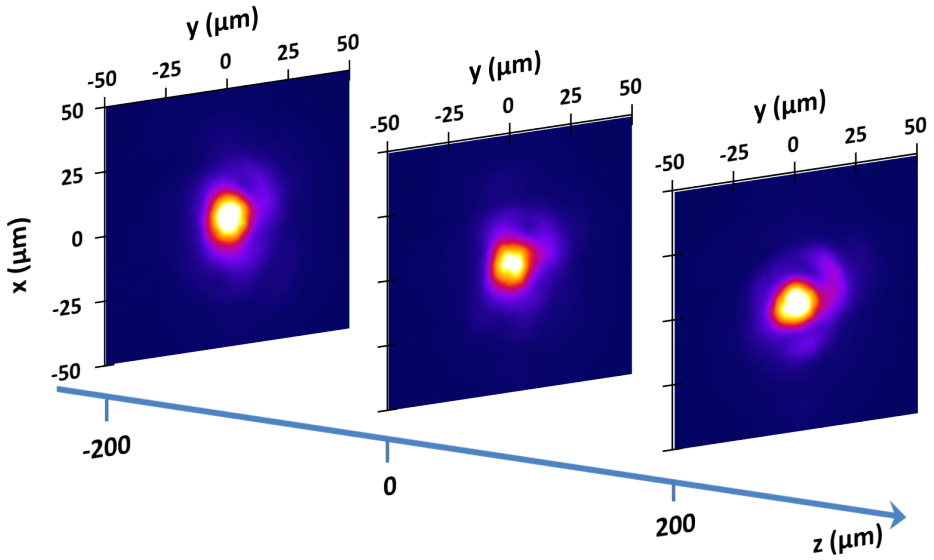


FIGURE III.3.3 – Images de la tache focale dans le vide pour une ouverture $f/12$ à différents plans selon l'axe de propagation permettant d'estimer la profondeur focale.

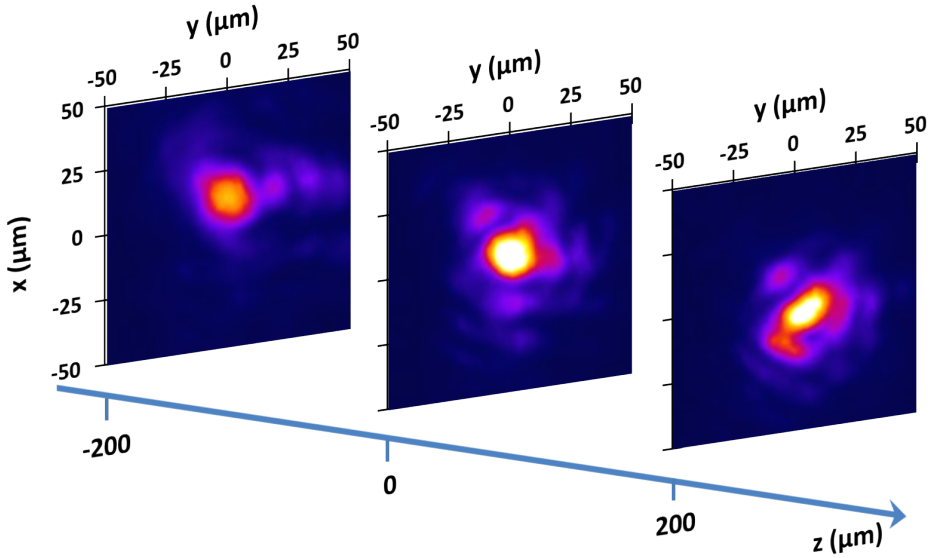


FIGURE III.3.4 – Images de la tache focale dans le vide pour une ouverture $f/9$ à différents plans selon l'axe de propagation permettant d'estimer la profondeur focale.

Une ouverture de $f/9$ quant-à elle, donne une tache focale de ϕ =13 µm FWHM, contenant 25 % de l'énergie. La figure III.3.4 montre qu'à -200 µm, la tache s'élargit et présente un

diamètre à mi-hauteur de 15 µm et atteint 17 µm FWHM à +200 µm. Ici aussi les mesures expérimentales restent proches des valeurs théoriques limites, qui donnent $\rho_g \approx$10 µm et $z_g \approx$300 µm, même si elles présentent un léger écart. La qualité du faisceau est moins bonne à plus grande ouverture ce qui se traduit par un diamètre légèrement plus grand que la valeur théorique du diamètre à la limite de diffraction.

Ces mesures sont donc cohérentes et valident le fait que la profondeur focale est plus étendue pour l'ouverture $f/12$ que pour $f/9$. De plus, le faisceau est focalisé à sa limite de diffraction pour une ouverture de $f/12$, et très proche de sa limite pour $f/9$.

III.3.2 Configuration bispeckle

L'une des particularités de l'installation *ELFIE* est sa possibilité d'offrir un second faisceau court indépendant du premier avec la possibilité de les rendre colinéaires. C'est cette particularité qui a rendu possible toute l'étude réalisée durant cette thèse. En effet, grâce à ces deux faisceaux, il est possible d'obtenir deux speckles totalement indépendants et sans jitter qui permettent d'observer l'influence d'un speckle sur un autre.

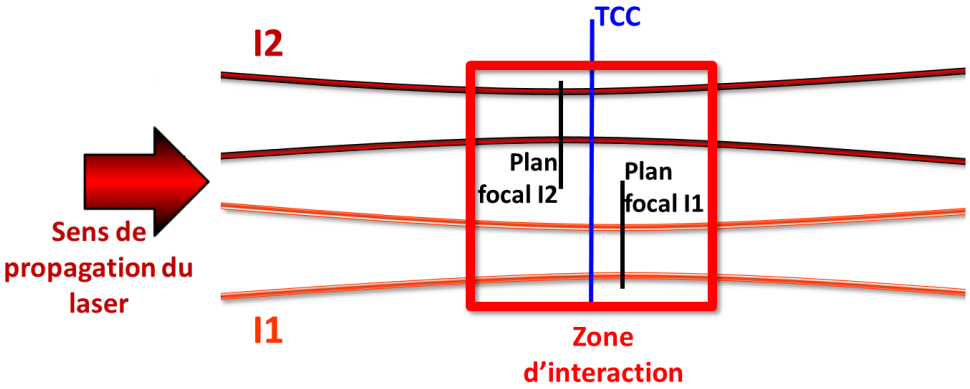


FIGURE III.3.5 – Zone d'interaction entre les deux faisceaux I1 et I2.

Par simplicité, on les nommera I1 et I2, respectivement pour Interaction 1 et 2. On précise dès à présent que dans le cas de la configuration monospeckle présentée précédemment, c'est le faisceau I1 qui est utilisé par défaut. Le faisceau I2 est aussi à la longueur d'onde fondamentale et comprimé de manière indépendante à une durée de 1.5 ps FWHM. Pour obtenir les deux speckles, I1 et I2 sont focalisés par la même parabole hors axe ce qui implique que I2 passe toujours au travers d'une lame semi-transparente après compression et avant focalisation. Cependant nous avons constaté que les deux plans focaux ne coïncident pas et que I2, possédant une divergence très légèrement différente, est focalisé un peu en avant dans le plasma, environ 200 µm pour $f/12$ et 100 µm pour $f/9$. Néanmoins, l'ouverture des

faisceaux, et donc leurs profondeurs focales (qui varient légèrement selon l'expérience), sont suffisantes pour que les deux speckles puissent interagir convenablement, comme schématisé sur la figure III.3.5.

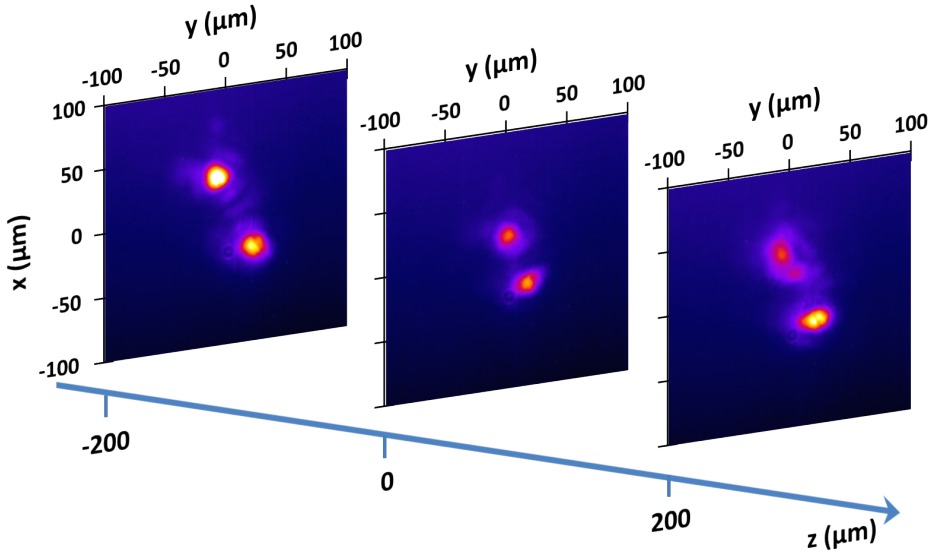


FIGURE III.3.6 – Imageries des deux speckles dans le vide pour une ouverture $f/12$ à différents plans selon l'axe de propagation permettant d'estimer la profondeur focale.

On présente sur la figure III.3.6 les images des deux speckles dans différents plans selon l'axe de propagation pour l'ouverture $f/12$. La valeur z=0 correspond au TCC (position à laquelle sont pointés tous les diagnostics) défini pour obtenir le meilleur compromis pour la qualité de focalisation de I1 et I2, comme présenté schématiquement sur la figure III.3.5. Pour l'ouverture $f/12$, la profondeur de la zone d'interaction est de l'ordre de 400 µm. Pour $f/9$ cependant, la qualité du faisceau I2 est moindre, ce qui implique une zone d'interaction plus faible de l'ordre de 150 µm, qui reste néanmoins suffisante.

Cette indépendance des deux faisceaux permet de modifier les paramètres d'interaction de chacun des faisceaux. Ainsi, il est possible d'induire un retard entre I1 et I2, de fixer des énergies incidentes différentes, ou encore de jouer sur l'écartement spatial entre les deux faisceaux, ou bien de modifier leurs polarisations pour qu'elles soient croisées ou parallèles. Les deux faisceaux sont tout d'abord synchronisés à l'aide d'une caméra à balayage de fente (streak) qui permet une synchronisation des impulsions à ± 10 ps. Pour la synchronisation fine, les deux impulsions sont envoyées sur une lame de verre de manière à observer les interférences et ainsi synchroniser I1 et I2 à ± 0.5 ps.

Dans la configuration bispeckle, l'interaction est sensible aux variations laser qui se produisent tir à tir, comme on le verra par la suite. Plus spécifiquement, c'est la variation de

l'énergie incidente entre deux tirs et le dépointage des faisceaux qui influent sur nos résultats. Par une analyse statistique sur plusieurs tirs (*i.e.* une quinzaine de tirs pour chacune des trois expériences), ces variations sont estimées, en moyenne, à ±15 % pour l'énergie délivrée entre deux tirs dans les mêmes conditions et ±10 µm de dépointage de manière isotrope pour chacun des deux faisceaux.

III.3.3 Configuration multispeckle

L'étape suivante, après la configuration bispeckle, était d'étudier l'instabilité Raman dans la configuration multispeckle. Une lame de phase aléatoire a donc été placée sur le faisceau d'interaction I1 après compression et avant focalisation. Ceci permet de créer une répartition d'intensité dans la tache focale plus proche de celle rencontrée sur les grandes installations laser qui utilisent entre autres un lissage spatial pour contrôler la répartition de l'énergie dans la tache focale. Avant de présenter les caractéristiques de notre RPP et la tache focale associée, il est nécessaire de rappeler les bases théoriques et techniques du lissage spatial.

Une lame de phase aléatoire (Kato et al., 1984) consiste en un substrat sur lequel est déposée une mosaïque de motifs, des carrés dans notre cas, qui transmettent aléatoirement une phase ϕ décalée de 0 ou π avec la même probabilité 1/2. Ainsi, l'onde laser qui passe au travers de la RPP est divisée en plusieurs sous-faisceaux ayant chacun une phase relative de 0 ou π.

Supposons un faisceau de diamètre D se propageant au travers d'une RPP d'éléments de taille d puis focalisé à l'aide d'un système optique de focale f. A l'ordre zéro, on considère qu'au plan focal, approximativement 80% de l'énergie est comprise dans une tache de rayon FWHM

$$a = \lambda_0 \frac{f}{d} \tag{III.3.3}$$

avec λ_0 la longueur d'onde du laser. Les différents sous-faisceaux déphasés de 0 ou π se superposent et interfèrent ce qui génère une figure d'interférences comme on l'a présenté au chapitre précédent sur la figure II.3.1. Ce sont ces fluctuations d'intensité dans la tache focale que l'on appelle le champ de speckles.

Présentons les résultats importants sur la statistique et la répartition des speckles générés par lissage spatial. Ceci a fait l'objet de plusieurs publications qui ont permis de rapprocher la représentation théorique du cas réel. La première description théorique décrivant la figure de speckles de champ A obtenue par interférences a été donnée par (Rose & DuBois, 1993). Cependant, celle-ci sous-estime le nombre de speckles de forte intensité. (Garnier, 1999) a donc proposé une version révisée en se basant sur la théorie des maxima locaux de champ

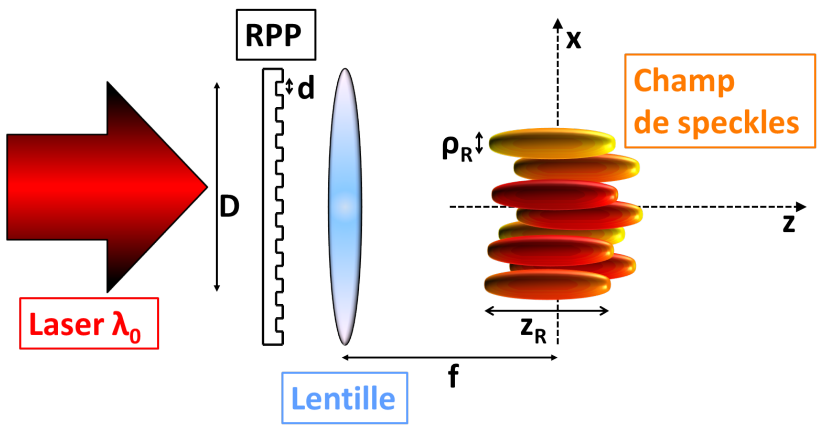


FIGURE III.3.7 – Schéma de principe du lissage spatial par RPP.

Gaussien réel aléatoire. De plus, l'étude de Rose&Dubois pose l'hypothèse que l'intensité moyenne de la tache focale est constante en espace. Pour s'affranchir de cette hypothèse, Garnier considère un cas plus proche de la réalité en posant une variation d'enveloppe E. Le champ est ainsi donné par $A\,E^{1/2}$ et consiste en la superposition de la fonction d'enveloppe induite par la RPP et d'une figure de speckles.

Au final, en appliquant cette représentation théorique à des éléments rectangulaires $(x,\, y)$, on obtient les formules analytiques suivantes. L'enveloppe de l'intensité induite par la RPP est analogue à une fonction d'Airy

$$E(x,y) = I_0 sinc\left(\frac{x}{a}\right)^2 sinc\left(\frac{y}{a}\right)^2 \tag{III.3.4}$$

où I_0 est l'intensité moyenne. La figure de speckles obtenue par interférences entre les faisceaux issus des différents éléments de la RPP est définie par le champ suivant

$$A(x,y) = \frac{\sqrt{I_0}}{2N+1} \sum_{j,l=-N}^{N} \exp i\left(\pi \frac{jx+ly}{N\rho_R} + \phi_{j,l}\right) \tag{III.3.5}$$

où

$$\rho_R = \frac{\lambda_0 f}{D} \tag{III.3.6}$$

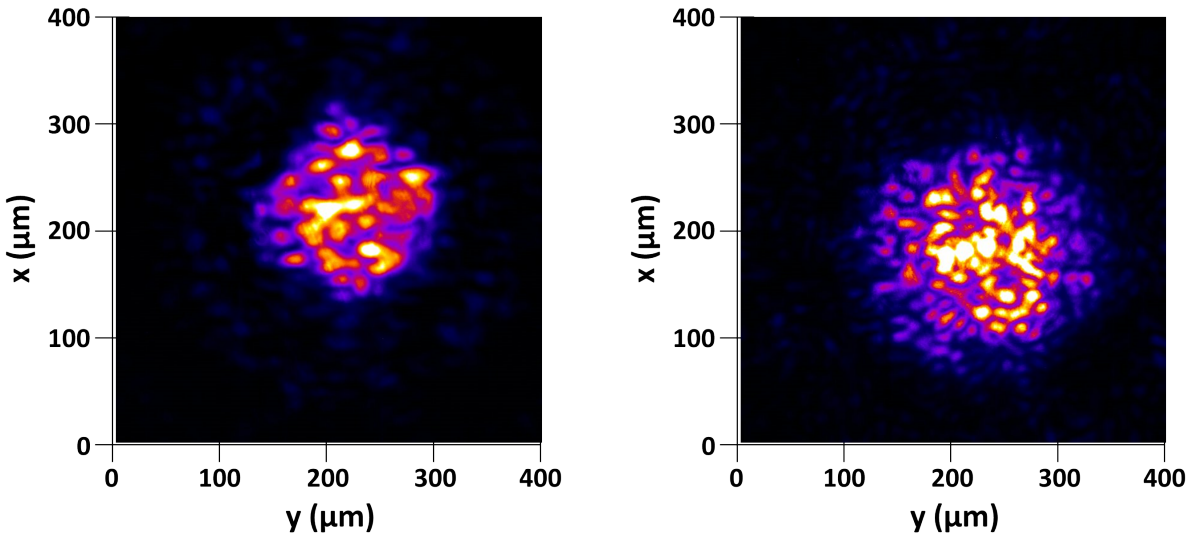
est le diamètre à mi-hauteur d'un speckle (ce qui confirme la pertinence du faisceau d'interaction focalisé de diamètre donné par l'équation III.3.1), $(2N+1)^2{=}(D/d)^2$ le nombre d'éléments de la RPP et $\phi_{j,l}$ la phase aléatoire imposée par le $j,l\,ème$ élément de la RPP. Définissons aussi la longueur d'un speckle

$$z_R = \frac{\pi\rho_R^2}{\lambda_0} = \pi\lambda_0\left(\frac{f}{D}\right)^2. \tag{III.3.7}$$

On représente schématiquement ces résultats, ainsi que le principe du lissage spatial à l'aide d'une lame de phase aléatoire, sur le schéma III.3.7. De plus, il est possible d'estimer le

nombre moyen de maxima locaux, autrement dit de speckles, d'intensité supérieure à une intensité donnée I_{lim}. Pour l'ensemble de la tache focale, celui-ci est donné par la relation

$$\langle N_{I_{lim}}^{tache} \rangle = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2}\right) \exp - \frac{I_{lim}}{I_0}. \tag{III.3.8}$$



(a) $f/12$ (b) $f/9$

FIGURE III.3.8 – Taches focales lissées spatialement pour les deux ouvertures utilisées.

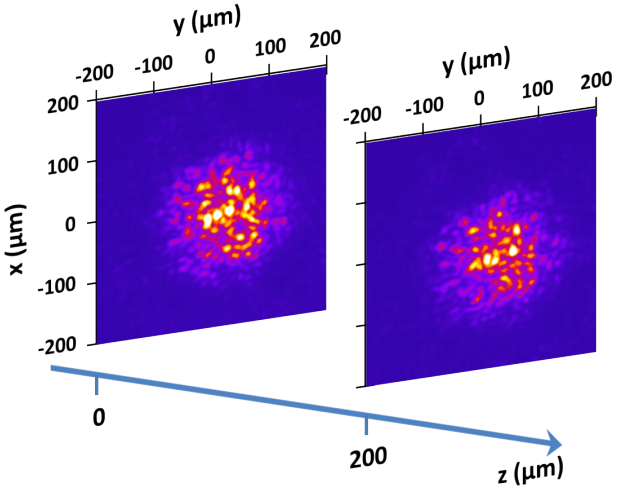


FIGURE III.3.9 – Images de la tache focale RPP dans le vide pour une ouverture $f/9$ dans deux plans selon l'axe de propagation permettant d'estimer la profondeur focale.

Expérimentalement, le faisceau I1 est lissé spatialement à l'aide d'une RPP d'éléments carrés de 8.5 mm de côté pour les trois expériences. Les taches focales mesurées dans le vide, pour les deux ouvertures, sont présentées sur la figure III.3.8. La théorie du lissage spatial présentée ci-dessus fait intervenir une intensité moyenne. Dans la suite, l'intensité moyenne est définie à partir de la quantité d'énergie contenue dans la tache centrale totale (sans prendre en compte les anneaux d'Airy).

Pour l'ouverture $f/12$, le diamètre de la tache centrale totale est de 190 µm contenant 87 % de l'énergie avec des speckles de diamètre caractéristique 14 µm FWHM. Avec l'ouverture $f/9$, la tache focale obtenue est de diamètre 210 µm contenant 89 % de l'énergie avec des speckles caractéristiques de diamètres 10.5 µm FWHM. L'accord avec les résultats théoriques est satisfaisant, les équations III.3.3 III.3.6 et III.3.7 donnant une tache focale de 186 µm pour les deux ouvertures avec des speckles de diamètre 13 µm FWHM et longueur 480 µm pour l'ouverture $f/12$ et de diamètre 10 µm FWHM et de longueur 270 µm pour la deuxième. Une estimation de la profondeur focale pour l'ouverture $f/9$ est présentée en figure III.3.9, qui montre des images dans deux plans focaux différents indiquant une stabilité (diamètre FWHM) de la tache focale sur 200 µm.

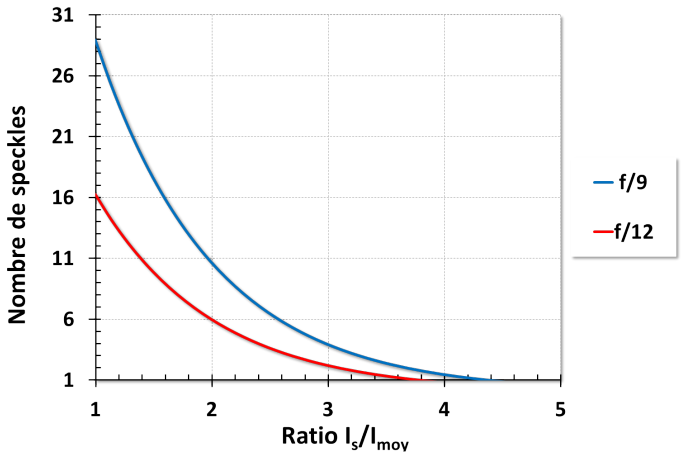


FIGURE III.3.10 – Nombre de speckles de rapport I_s/I_{moy} obtenus par lissage spatial de la tache focale calculé par l'équation III.3.8 dans nos conditions.

Donnons maintenant une estimation théorique du nombre de speckles forts grâce à la formule analytique III.3.8 précédente. Le graphique III.3.10 présente le nombre de speckles d'intensité supérieure à une intensité $I_{lim} = I_s$ dans la tache focale pour les deux ouvertures de faisceau. Analytiquement, les speckles les plus intenses atteignent une intensité 4 fois supérieure à l'intensité moyenne. En analysant les taches focales expérimentales, on trouve que le speckle le plus intense possède une intensité de l'ordre de 6 fois l'intensité de la tache, ce qui est en accord avec l'estimation analytique.

III.4 Le faisceau sonde

Le quatrième faisceau utilisé lors de nos expériences est le faisceau sonde qui permet de réaliser le diagnostic de diffusion Thomson et ainsi d'obtenir des informations (spectres, amplitudes, ...) sur les ondes plasma électroniques et acoustiques ioniques. Le principe de ce diagnostic est d'envoyer une sonde électromagnétique de caractéristiques connues diffuser sur les ondes électrostatiques du plasma puis de collecter les ondes diffusées. Celles-ci apportent des informations sur les fréquences et les nombres d'onde des EPW et IAW.

L'une des caractéristiques primordiales de ce faisceau est la durée de son impulsion qui détermine la résolution temporelle du diagnostic. Le faisceau est comprimé à sa meilleure compression qui est de 300 fs FWHM à ω. Celui-ci est ensuite doublé en fréquence par conversion non linéaire dans un cristal de KDP puis triplé en fréquence à l'aide d'un second cristal de KDP (Craxton, 1981) de façon à obtenir un faisceau 3ω de longueur d'onde centrale λ= 353 nm et de largeur spectre théorique $\Delta\lambda = 1.5$ nm. Après compression et triplage en fréquence, le faisceau possède une énergie de quelques millijoules, suffisamment faible pour ne pas perturber le plasma ce qui pourrait fausser nos mesures.

Le faisceau sonde est focalisé dans le plasma au TCC à l'aide d'une PHA de 30° de focale f= 325 mm avec une ouverture de $f/3$ et avec un angle de 65° par rapport au faisceau d'interaction. Cette géométrie est imposée par les conditions de l'interaction, comme nous le verrons plus en détail par la suite. La synchronisation de la sonde avec le faisceau d'interaction est ajustée finement grâce à une ligne à retard présente sur le faisceau sonde. Celle-ci permet d'avoir un contrôle précis sur l'instant de l'interaction qui est sondé.

III.5 Diagnostics de diffusion Thomson

III.5.1 Bases théoriques de la diffusion Thomson

Le principe général de la diffusion Thomson (Froula et al., 2011) est le suivant : il s'agit de la diffusion élastique d'une onde électromagnétique par les électrons du plasma. Considérons une onde électromagnétique laser, les électrons oscillent dans le champ électrique associé ce qui génère un rayonnement diffusé. La collection du rayonnement des électrons d'un élément de volume du plasma reflète donc les propriétés des champs électriques locaux qui agissent sur ces électrons.

L'un des paramètres clef associés à la diffusion Thomson est le paramètre α défini comme

$$\alpha = \frac{1}{k_2 \lambda_D} = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_2}{\lambda_D} \tag{III.5.1}$$

qui représente le rapport de la longueur d'onde de la fluctuation de densité sur la longueur de Debye. Dans notre cas, $\alpha \approx 5.5 > 1$, la longueur d'onde du champ électrique sondé est supérieure à λ_D. L'onde diffusée traduit alors le comportement collectif des particules. La géométrie du diagnostic de diffusion Thomson est choisie de telle sorte que l'onde électromagnétique du faisceau sonde diffuse sur les ondes plasma électroniques et/ou acoustiques ioniques de fortes amplitudes générées par les instabilités paramétriques. L'onde diffusée possède une intensité directement proportionnelle au carré de l'amplitude des ondes EPW/IAW. Les relations de conservation de l'énergie et du moment pour la diffusion Thomson sont données par

$$\omega_{sonde} = \omega_{diff} + \omega_{EPW/IAW} \tag{III.5.2}$$

$$\vec{k}_{sonde} = \vec{k}_{diff} + \vec{k}_{EPW/IAW}. \tag{III.5.3}$$

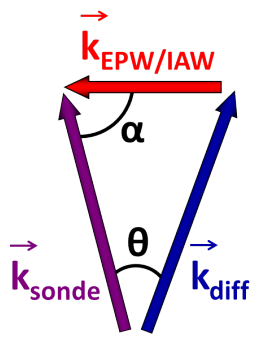


FIGURE III.5.1 – Géométrie de la diffusion Thomson.

Il est important de noter, comme il s'agit d'un couplage à trois ondes, que la géométrie est fixée. En effet, les ondes EPW (respectivement IAW) générées par l'instabilité paramétrique SRS (respectivement SBS) ont des vecteurs d'onde liés aux conditions du plasma (essentiellement la densité) et du faisceau d'interaction (sa direction). Par conséquent, une fois les caractéristiques du faisceau sonde définies, la géométrie est totalement fixée pour recueillir les ondes diffusées (*cf.* figure III.5.1). C'est un point délicat dans le dimensionnement de l'expérience compte-tenu de toutes les contraintes mécaniques dans l'enceinte expérimentale.

Présentons maintenant les formules importantes associées au diagnostic de diffusion Thomson qui permettent en particulier la caractérisation de la géométrie du diagnostic et du plasma. Tout d'abord, donnons les formules explicites de chacun des vecteurs d'onde définis ci-dessus. En utilisant la relation de dispersion d'une onde électromagnétique dans un plasma (formule II.1.15), on trouve

$$\left\|\vec{k}_{sonde}\right\| = \sqrt{\frac{\omega_{sonde}^2 - \omega_{pe}^2}{c^2}}. \tag{III.5.4}$$

De même, on trouve, sous l'hypothèse de température faible (ie $\omega_{EPW} \approx \omega_{pe}$) et comme $\omega_{IAW} \ll \omega_{sonde}$

$$\left\|\vec{k}^{e}_{diff}\right\| = \sqrt{\frac{\omega^2_{sonde} - 2\omega_{sonde}\omega_{pe}}{c^2}} \tag{III.5.5}$$

$$\left\|\vec{k}^{i}_{diff}\right\| = \left\|\vec{k}_{sonde}\right\| \tag{III.5.6}$$

et en utilisant les relations de conservation du moment des instabilités paramétriques II.2.2 et II.2.7 présentées précédemment

$$\left\|\vec{k}_{EPW}\right\| = \sqrt{k_0^2 + k_{SRS}^2 + 2\left\|\vec{k}_0\right\|\left\|\vec{k}_{SRS}\right\|} \tag{III.5.7}$$

$$\left\|\vec{k}_{IAW}\right\| = 2\left\|\vec{k}_0\right\|. \tag{III.5.8}$$

Définissons aussi les angles α et θ de diffusion (*cf.* figure III.5.1). Par simple considération géométrique, on obtient les formules

$$\cos\alpha = \frac{k^2_{sonde} + k^2_{EPW/IAW} - k^2_{diff}}{2\left\|\vec{k}_{sonde}\right\|\left\|\vec{k}_{EPW/IAW}\right\|} \tag{III.5.9}$$

$$\cos\theta = \frac{k^2_{sonde} + k^2_{diff} - k^2_{EPW/IAW}}{2\left\|\vec{k}_{sonde}\right\|\left\|\vec{k}_{diff}\right\|}. \tag{III.5.10}$$

Les spectres SRS, en plus de donner des informations sur les ondes plasma électroniques, permettent de remonter à la densité électronique à laquelle se produit le couplage et ainsi obtenir le profil de densité. Par définition, pour une onde électromagnétique, sa fréquence est donnée dans le vide par $\omega_{EM} = 2\pi c/\lambda_{EM}$. En couplant cette relation avec l'équation III.5.2, on obtient la relation suivante (toujours dans l'approximation de plasma froid)

$$\omega_{pe} \approx \omega_{EPW} = 2\pi c\left(\frac{1}{\lambda_{sonde}} - \frac{1}{\lambda_{diff}}\right) \tag{III.5.11}$$

et donc directement, on trouve que la densité électronique est donnée par

$$\frac{n_e}{n_c(\omega_0)} = \lambda_0^2\left(\frac{1}{\lambda_{sonde}} - \frac{1}{\lambda_{diff}}\right)^2. \tag{III.5.12}$$

De plus, en couplant les équations II.2.1 et III.5.11, on peut aussi obtenir les longueurs d'onde diffusées Raman qui seront nécessaires pour le diagnostic de rétrodiffusion

$$\frac{1}{\lambda_{SRS}} = \frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_{diff}} - \frac{1}{\lambda_{sonde}}. \tag{III.5.13}$$

On a ici seulement présenté les résultats importants et utiles dans l'analyse et les discussions qui seront menées par la suite. Pour une étude plus poussée et plus complète, le lecteur pourra se pencher sur la référence Froula et al. (2011).

III.5.2 Le diagnostic de diffusion Thomson appliqué à nos expériences

III.5.2.1 Géométrie

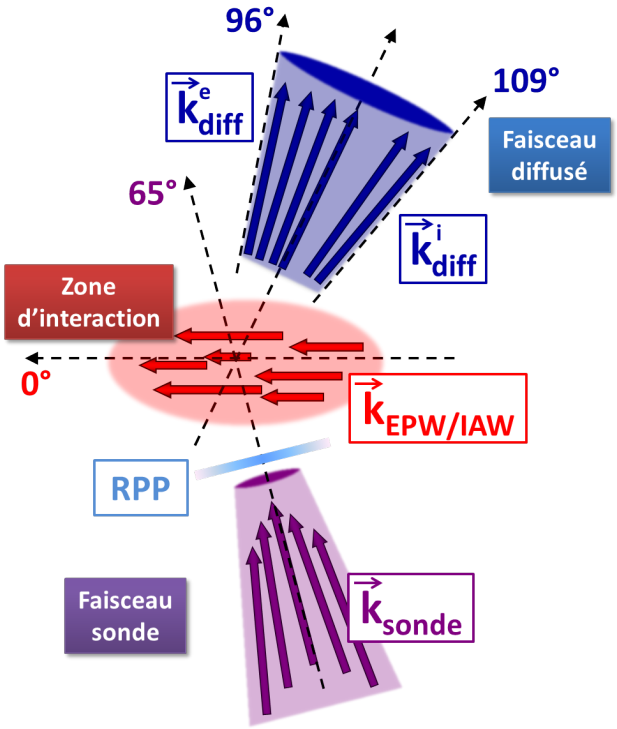


FIGURE III.5.2 – Représentation schématique de la répartition angulaire de la diffusion Thomson.

Comme nous venons de le voir, la diffusion Thomson est contrainte par les relations de résonance en vecteurs d'onde III.5.3. Pour pouvoir observer les différents vecteurs d'onde associés aux ondes EPW et IAW, il est nécessaire d'avoir un grand nombre de vecteurs d'onde sonde $\vec{k}_{sonde}$ et que ceux-ci soient présents dans toute la tache focale. Pour cela, on augmente la divergence du faisceau sonde à l'aide d'une lentille divergente de façon à accroître le diamètre du faisceau sonde avant de l'envoyer au travers d'une RPP avant focalisation afin de répartir tous ces vecteurs d'onde dans la tache focale. De plus, le couplage du faisceau d'interaction avec le plasma se faisant sur toute la longueur du plasma, il faut que la tache focale du faisceau sonde soit suffisamment grande sur cet axe pour sonder toute la zone d'interaction. C'est pourquoi nous avons utilisé une RPP donnant une tache focale rectangulaire de dimension 650×65 µm^2 FWHM. L'utilisation d'une lame de phase aléatoire présente donc le double intérêt de répartir tous les vecteurs d'ondes et de privilégier la direction de propagation du faisceau d'interaction (*i.e.* des EPW et IAW).

Le faisceau sonde est pointé sur la zone d'interaction dans le plasma avec un angle moyen de 65° par rapport au faisceau d'interaction. L'angle d'émission du faisceau diffusé est imposé par les vecteurs d'onde de la sonde et des ondes électrostatiques (*cf.* formule III.5.10). En considérant la valeur moyenne de la densité électronique à 6 % de n_c, on trouve que ce sont les ondes sonde d'angle $\alpha = 65°$ qui diffusent sur les ondes plasma électroniques avec un angle de diffusion de θ=33.5° et les ondes sonde d'angle $\alpha = 71°$ qui diffusent sur les ondes acoustiques ioniques avec un angle de diffusion de θ=37.5°. En définissant l'angle total de déviation par diffusion Thomson $\Theta = \alpha + \theta$ et en prenant un intervalle de densité de 4 à 8 %, on trouve l'intervalle angulaire de diffusion par les ondes EPW Θ=[96° ; 101°] et par les ondes IAW Θ=[108° ; 109°], comme présenté sur la figure III.5.2.

Toutes ces valeurs sont obtenues dans le cas d'une direction précise (0°) des ondes EPW et IAW. Si celles-ci ont une certaine ouverture angulaire, ce qui est le cas, cela augmente d'autant les angles de diffusion. C'est pourquoi, afin de recueillir un maximum d'ondes diffusées, nous avons choisi une parabole dans l'axe (POA) de focale f= 100 mm et de très grande ouverture $f/1$ qui permet de collecter un intervalle angulaire de 45°.

Il est important de noter pour la suite que toute la propagation et l'imagerie du diagnostic de diffusion Thomson est réalisée à l'aide d'optiques réflectives achromatiques pour ne pas perdre d'informations spectrales.

Les ondes diffusées par les ondes électrostatiques du plasma ainsi collectées sont ensuite envoyées en faisceau parallèle en dehors de la chambre. Pour imager le spectre résolu spatialement, le faisceau est focalisé sur un spectromètre TRIAX 320 mm de focale, de fente 200 µm, à l'aide d'une parabole hors axe de focale f= 320 mm et d'ouverture $f/3$. La fente du spectromètre, qui contraint l'axe spatial sur lequel est résolu le spectre, est verticale. Le faisceau est envoyé avant focalisation sur un système optique qui retourne l'image permettant ainsi d'obtenir un spectre avec une résolution selon l'axe z de propagation du faisceau d'interaction. En sortie de spectromètre, on place une caméra GOI[1] pour imager le spectre. Il s'agit d'une CCD avec un temps de pose ultra-court de l'ordre de 100 ps, ce qui permet d'augmenter le rapport signal sur bruit. Les résolutions obtenues sont typiquement de 6 µm.px^{-1} pour l'axe spatial et de 1 Å.px^{-1} pour l'axe spectral.

Il est aussi intéressant d'obtenir une mesure complémentaire en imageant selon l'axe transverse x de propagation du laser, c'est à dire d'obtenir le spectre sur toute la hauteur d'un point précis de l'axe de propagation. Pour cela, en sortie de chambre expérimentale, le faisceau parallèle est divisé en deux sous-faisceaux par passage au travers d'une lame

1. Gated Optical Imaging

semi-transparente 30/30 [2]. Le faisceau est focalisé à l'aide d'une PHA de focale f= 516 mm et d'ouverture $f/5$ sans retournement d'image sur un spectromètre de fente aussi verticale TRIAX 180 mm de focale de fente 200 µm. Le spectromètre est couplé à une caméra Andor ICCD [3] qui possède un temps de pose de 4 ns et qui est particulièrement sensible dans le domaine UV [4]. Les résolutions sont ici typiquement de ∼1.7 µm.px^{-1} spatialement et de 1 ou 0.5 Å.px^{-1} spectralement suivant le réseau utilisé. L'agencement des deux diagnostics de diffusion Thomson est résumé sur la figure III.5.3.

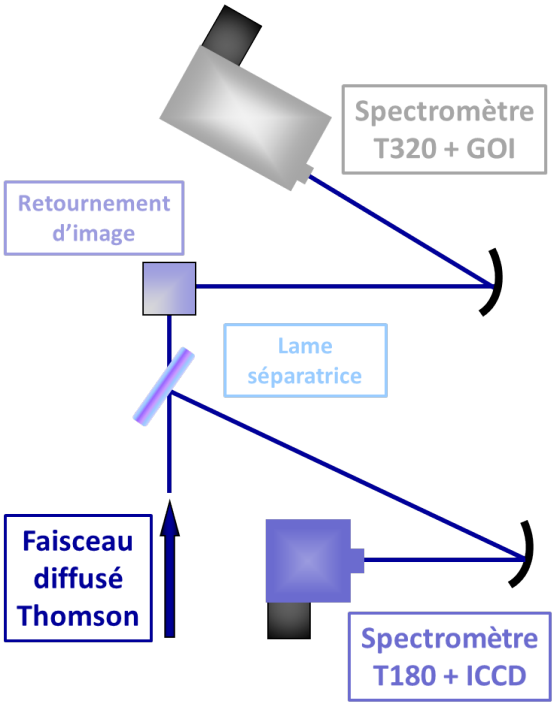


FIGURE III.5.3 – Représentation schématique simplifiée de l'agencement des deux diagnostics de diffusion Thomson.

III.5.2.2 Caractérisation du plasma

Le principe expérimental de la mesure de diffusion Thomson est résumé sur la figure III.5.4 avec deux exemples de spectres typiques, un pour chacun des deux axes de résolution. On observe deux parties sur chacun des spectres présentés. La partie gauche, aux alentours de la longueur d'onde λ_{sonde}, correspond aux ondes qui ont diffusé sur les ondes acoustiques ioniques liées au SBS. La partie droite quant-à elle correspond aux ondes qui ont diffusé sur les ondes plasma électroniques liées au SRS et présente un spectre plus étalé en longueur

2. Il s'agit d'un dépôt métallique
3. Intensified CCD
4. Ultra-violet

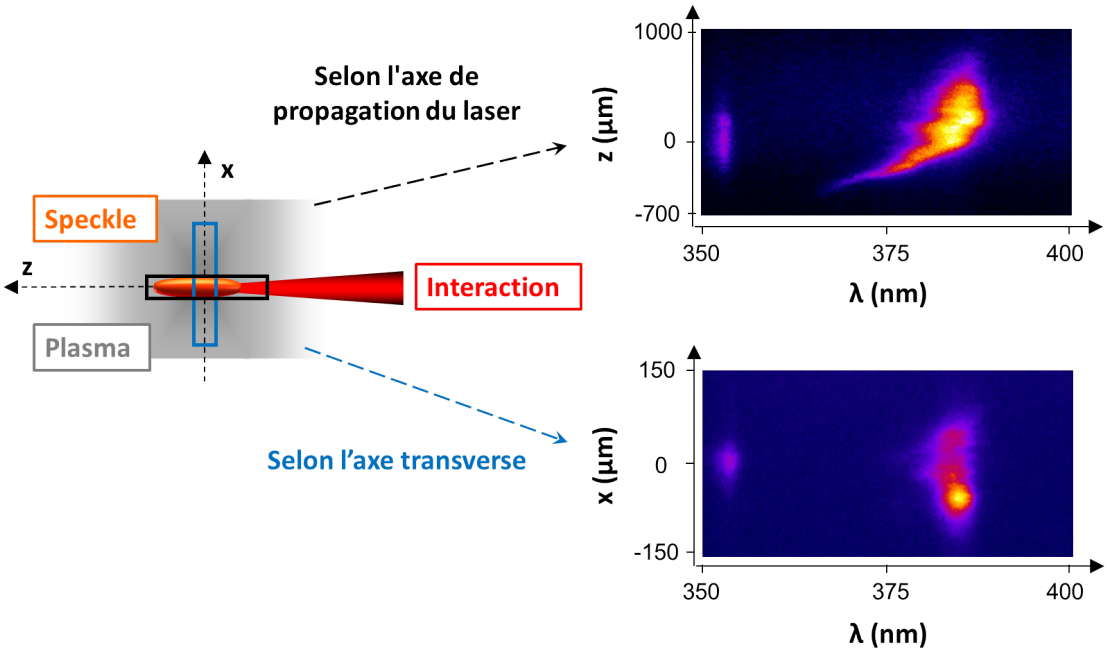


FIGURE III.5.4 – Schéma du principe et de la géométrie du diagnostic de diffusion Thomson.

d'onde. C'est la mesure de ces longueurs d'onde qui, associée à la relation précédente III.5.12, permet d'obtenir la densité électronique à laquelle se produit le couplage Raman. Ceci permet en particulier de caractériser le profil de densité du plasma grâce à la résolution du spectre selon l'axe de propagation.

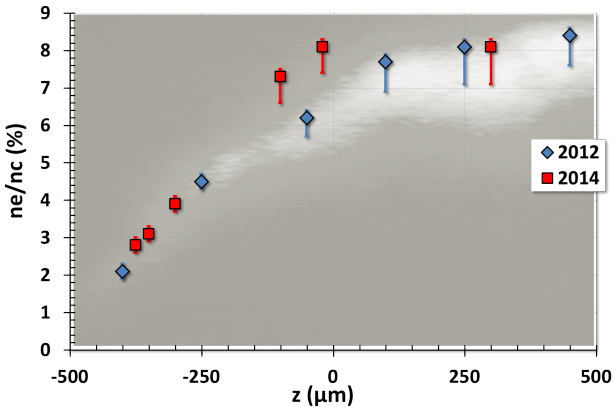


FIGURE III.5.5 – Profil de densité électronique du plasma préformé le long de l'axe de propagation du faisceau d'interaction.

L'analyse d'un spectre expérimental obtenu en 2012 est présentée sur la figure III.5.5, ainsi qu'un profil obtenu sur un spectre de 2014 pour mettre en évidence la reproductibilité du plasma entre chaque expérience. Le profil de densité électronique présente un gradient parabolique le long de l'axe de propagation z. Il apparaît que le couplage Raman se produit

sur l'intervalle de densité 4-8 % de n_c (*i.e.* [4-8.10^{19} cm^{-3}]) avec une valeur médiane au TCC (z=0) de l'ordre de quelques 6-7% de n_c. On remarque une extension spectrale pour certaine position z donnée, il s'agit de la polychromaticité de l'EPW due aux modes satellites (*cf.* section II.2.4 page 36).

Pour finir, les spectres électroniques permettent aussi de mesurer via la relation III.5.13 la longueur d'onde de l'onde Raman rétrodiffusée. Ceci est important pour la suite, non seulement pour l'analyse des données issues du diagnostic de rétrodiffusion, mais aussi pour la mise en place du diagnostic lui-même, comme cela va être présenté dans la section suivante. On obtient, en moyenne, que la rétrodiffusion Raman stimulée se situe dans la gamme spectrale [1370 nm ; 1510 nm] avec un maximum d'intensité pour la valeur 1440 nm soit $\sim 1.36\lambda_0$.

III.6 Diagnostics de rétrodiffusion

Le second type de diagnostic mis en place, schématisé sur la figure III.6.1, consiste en une mesure quantitative, absolue, de la rétrodiffusion doublée d'une mesure spatiale. La mesure quantitative est réalisée grâce à deux photodiodes recueillant l'énergie rétrodiffusée par chacune des instabilités, diffusions Raman et Brillouin stimulées. La mesure spatiale a été obtenue grâce à une imagerie 2D sur caméra CCD de la lumière rétrodiffusée par la diffusion Raman stimulée.

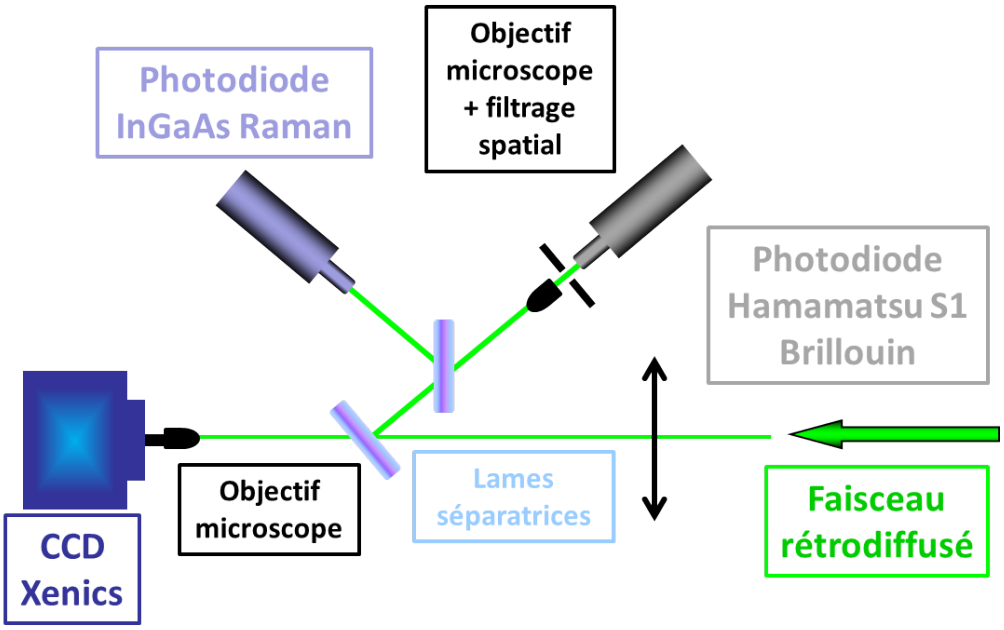


FIGURE III.6.1 – Représentation schématique simplifiée de l'agencement des diagnostics de rétrodiffusion.

III.6.1 Mesure de l'énergie rétrodiffusée par photodiodes

Ce diagnostic permet de recueillir la lumière rétrodiffusée par les instabilités paramétriques. Dans notre dispositif expérimental, la lumière rétrodiffusée est prélevée par une fine lame de silice d'épaisseur 1.8 mm, à faces parallèles, placée sur le trajet du faisceau d'interaction, comme présenté sur le schéma III.1.2. Celle-ci réfléchit 4% de la lumière rétrodiffusée par face, soit 8% au total. La lumière est ensuite collectée grâce à une lentille, doublet achromatique dans l'infrarouge, de focale $f=$ 250 mm et d'ouverture $f/5$, ouverture bien supérieure au cône de focalisation du faisceau d'interaction permettant ainsi de recueillir la lumière rétrodiffusée à de grands angles. La lumière se propage en faisceau parallèle, hors de l'enceinte expérimentale, jusqu'à une lentille d'imagerie de focale $f=$ 600 mm et d'ouverture $f/7.5$. Grâce à un jeu de lames séparatrices, la lumière est envoyée sur les photodiodes, pour la mesure en énergie, et sur une CCD pour l'imagerie.

Les gammes spectrales du Raman et du Brillouin étant différentes, des filtres et des photodiodes spécifiques ont été utilisés pour discerner les deux instabilités. En effet, la gamme spectrale des ondes rétrodiffusées Raman s'étend théoriquement de λ_0 à $2\lambda_0$, alors que pour la diffusion Brillouin elle se situe à $\sim \lambda_0$.

Le signal Brillouin est mesuré à l'aide d'une photodiode Hamamatsu S1, de sensibilité 0.1 nJ.mV^{-1} chutant drastiquement après 1.1 µm, équipée d'un filtre interférentiel à 1 µm et d'un filtre RG1000 (éliminant les longueurs d'ondes <1 µm), ce qui permet d'obtenir une bande passante spectrale fixe autour de la longueur d'onde fondamentale.

Pour le Raman, on prend soin d'éliminer la composante λ_0 à l'aide d'un filtre dichroïque et l'on mesure le signal avec une photodiode InGaAs qui offre une bonne sensibilité de détection sur le domaine [1.2 ; 2.5]µm, avec pour sensibilité 0.5 nJ.mV^{-1} à 1.4 µm équipée elle aussi d'un filtre RG1000.

Les photodiodes sont couplées à un oscilloscope 4 GHz qui donne un signal intégré temporellement sur 200 ps. En effet, ni les diodes ni l'oscilloscope ne permettent de résoudre temporellement le signal sur la durée de l'interaction qui est de 1.5 ps, mais cela permet néanmoins de discriminer temporellement des signaux parasites à 1 µm particulièrement préjudiciables pour les mesures Brillouin. La détection du signal SBS est très délicate du fait de la configuration multi-faisceaux à 1 µm, le signal mesuré pouvant intégrer des signaux parasites (réflexions, SBS du faisceau de création, ...) qui ont été minimisés au maximum. Rappelons en effet que le faisceau de création délivre $\sim$ 40 J à ω alors que les niveaux de rétrodiffusion reste faible, typiquement quelques % du faisceau d'interaction d'énergie 10-100 mJ. Un filtrage spatial à l'aide d'un diaphragme au niveau de la photodiode Brillouin a été mis en place à partir de la deuxième expérience pour optimiser les mesures, ce filtrage

ayant pour but de ne laisser passer que la lumière provenant du plasma. Pour l'améliorer, lors de la troisième expérience, ce filtrage a été précédé d'un objectif de microscope pour sélectionner la zone d'interaction à l'intérieur du plasma.

III.6.2 Imagerie de la rétrodiffusion

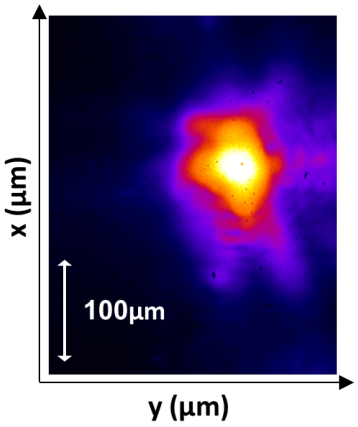


FIGURE III.6.2 – Exemple d'imagerie de la rétrodiffusion, pour une interaction monospeckle.

Précisons que ce diagnostic n'a été mis en place que lors des deux dernières expériences. Plus précisément, on image les ondes électromagnétiques rétrodiffusées Raman générées dans la zone de couplage du faisceau d'interaction avec le plasma. Le capteur est une caméra CCD Xenics InGaAs qui offre une fonction de réponse adaptée pour la gamme spectrale du Raman. Devant la CCD, on place un objectif de microscope pour augmenter le grandissement et ainsi obtenir une résolution spatiale de 1.1 µm.px^{-1}. De même que pour la photodiode Raman, le signal est intégré temporellement et filtré à l'aide d'un filtre dichroïque pour éliminer la composante 1 µm et d'un filtre RG1000 pour le visible. Avec une telle résolution, ce diagnostic permet de discriminer spatialement les deux speckles obtenus par les deux faisceaux d'interaction. Un exemple d'imagerie de la rétrodiffusion dans la configuration monospeckle (un seul faisceau d'interaction) est présenté en figure III.6.2.

Chapitre IV

CARACTÉRISATION DE L'INSTABILITÉ DE DIFFUSION RAMAN STIMULÉE EN CONFIGURATION MONOSPECKLE

Les expériences réalisées pour mener l'étude sur le comportement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée ont consisté en de nombreuses séries spécifiques, chacune visant à étudier un aspect particulier du développement ou du comportement de celle-ci. Trois axes majeurs peuvent être dégagés. Le premier concerne l'observation de la réflectivité classique en régime monospeckle. Le deuxième point consiste en l'étude de la configuration bispeckle, utilisant les deux faisceaux caractérisés lors de l'étude monospeckle, pour permettre l'étude expérimentale du comportement collectif des speckles. Le troisième se porte sur l'étude à l'échelle multispeckle de façon à généraliser les observations du point précédent.

Dans ce chapitre est présentée l'étude qui a été conduite de façon à aborder plusieurs aspects de la configuration monospeckle. Premièrement nous observons la réflectivité de l'instabilité en fonction de l'intensité de l'onde de pompe ainsi que le développement des ondes plasma électroniques, de manière à définir le comportement de référence dans nos conditions expérimentales. Deuxièmement, nous étudions l'influence du facteur $k\lambda_D$ (*i.e.* de l'amortissement des EPW) sur la dynamique de l'instabilité Raman.

IV.1 Comportement de référence de l'instabilité Raman dans le cas d'un unique speckle gaussien

En premier lieu, avant de réaliser toute expérience sur le comportement collectif des speckles, il est primordial de définir le comportement standard de l'instabilité de diffusion Raman stimulée dans le cas classique défini par un unique speckle en régime picoseconde.

La première série a donc simplement consisté en la mesure des seuils et taux de réflectivité standard de l'instabilité Raman dans la configuration monospeckle. Pour ce faire, le faisceau I1 a été focalisé dans le plasma à des intensités suffisantes pour dépasser le seuil de l'instabilité et ainsi permettre d'observer le comportement et les caractéristiques standard de la diffusion Raman. L'unique paramètre qui a été modifié dans cette configuration est l'énergie incidente de I1. Ainsi ont été obtenues les courbes de réflectivité présentées sur la figure IV.1.1, donnant le taux de rétrodiffusion Raman (BSRS [1]) en fonction de l'intensité de l'onde de pompe et ce pour les deux ouvertures du faisceau d'interaction utilisées lors des expériences. Ce taux de rétrodiffusion est défini par le rapport de l'énergie diffusée mesurée par la photodiode sur l'énergie incidente du faisceau mesurée sur la chaine laser. La valeur de la rétrodiffusion est donc intégrée sur toute la durée et le volume de l'interaction.

Le comportement de l'instabilité se décompose en deux phases principales dans son évolution en fonction de l'intensité de l'onde de pompe. Tout d'abord, une fois que l'intensité est suffisante pour permettre à l'instabilité de se développer dans le plasma, la réflectivité présente une montée abrupte, gagnant quasiment trois ordres de grandeur sur un intervalle très étroit en intensité. Puis la réflectivité arrive dans la seconde phase de son évolution qui est un régime de saturation, où le taux d'énergie rétrodiffusée reste constant. Il s'agit du comportement standard en régime picoseconde de l'instabilité de diffusion Raman déjà observé expérimentalement (Rousseaux et al., 1995) et est en accord avec les simulations PIC (Yin et al., 2008).

Dans nos conditions expérimentales, le seuil de l'instabilité se situe aux environs de 8 10^{14} W.cm^{-2} pour une ouverture de $f/12$ et autour de 1.6 10 ^{15} W.cm^{-2} pour l'ouverture $f/9$, comme schématisé en pointillés sur la figure IV.1.1. Cette différence de seuil selon l'ouverture est due au fait que plus l'ouverture est petite, plus la longueur disponible (*i.e.* longueur du speckle L) pour le développement de l'instabilité SRS est grande. Comme présenté par l'équation II.2.30 page 33, le gain de l'instabilité Raman dépend linéairement de cette longueur L qui est elle-même proportionnelle au carré de la taille du speckle (*cf.* équation III.3.2). Nos mesures expérimentales, seulement réalisées pour deux ouvertures, vérifient que le gain est plus important (*i.e.* seuil observé plus faible) pour une ouverture plus petite et

1. Backward Stimulated Raman Scattering

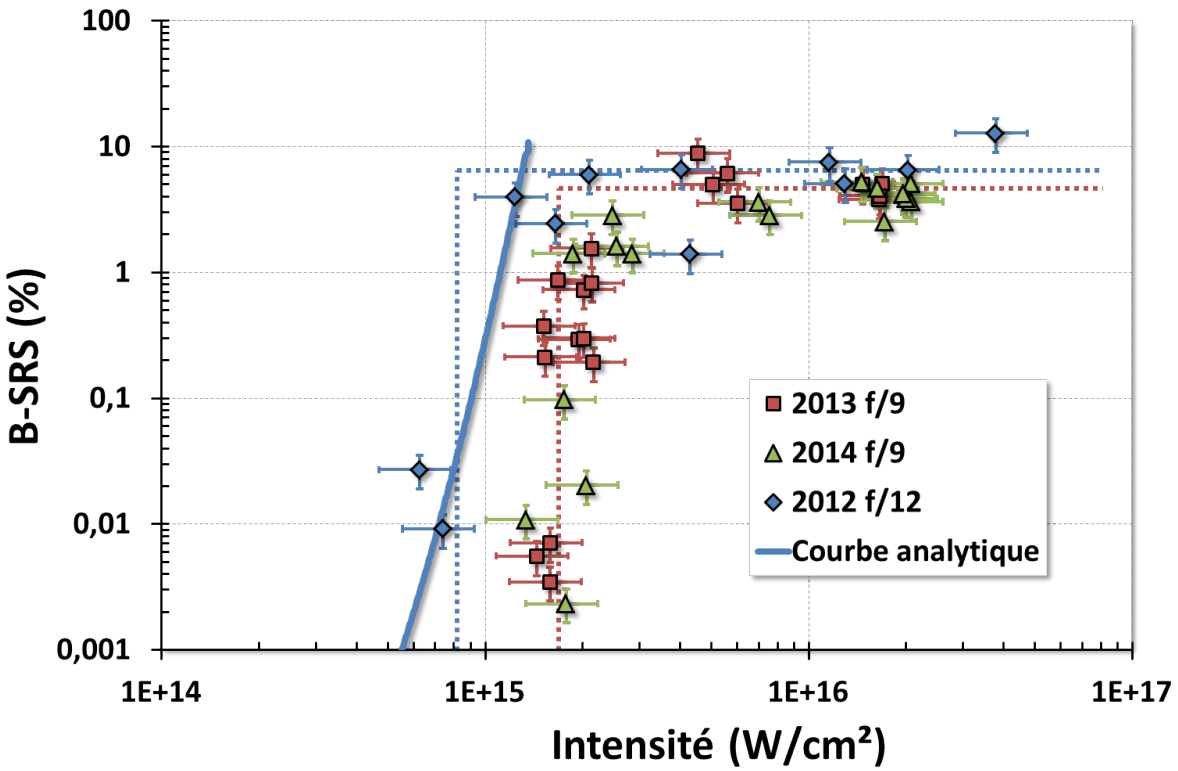


FIGURE IV.1.1 – Courbe de réflectivité de l'instabilité Raman en fonction de l'intensité pour les deux ouvertures en configuration monospeckle. Courbe analytique en trait plein pour l'ouverture $f/12$.

que cette variation du gain est proportionnelle à L comme décrit par la théorie.

Le taux moyen de rétrodiffusion mesuré se situe sur l'intervalle 4-8% de l'énergie incidente du fait des fluctuations tir à tir et ce quelle que soit l'ouverture.

Comparons ces résultats expérimentaux avec le modèle de croissance linéaire (Divol & Mounaix, 1999) présenté dans la sous-section II.2.3 qui permet de modéliser la réflectivité intégrée. La courbe analytique, pour l'ouverture $f/12$ est tracée en trait plein sur la figure IV.1.1. L'accord entre les résultats expérimentaux et analytiques est donc très bon et caractérise correctement le régime de croissance de l'instabilité. Cependant, comme précisé précédemment, ce modèle linéaire ne considère aucun mécanisme de saturation et ne permet donc pas de modéliser le régime de saturation de l'instabilité.

Présentons une autre caractéristique essentielle du comportement standard de l'instabilité de diffusion Raman stimulée : son évolution au cours de l'impulsion laser, qui permet entre autres de connaître la position relative du diagnostic de diffusion Thomson par rapport au développement de l'instabilité Raman associé à l'impulsion sondée. Pour cela, on se place dans les mêmes conditions d'interaction que précédemment avec une ouverture $f/9$ en fixant une

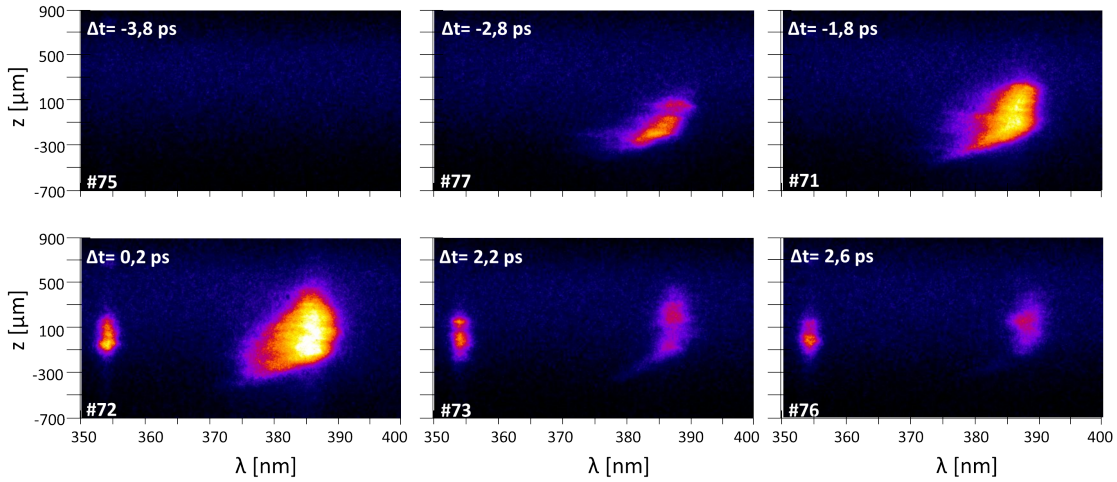


FIGURE IV.1.2 – Spectres Thomson résolus longitudinalement à différents instants de l'interaction $f/9$ d'intensité $I = 1.7\,10^{16}$ W.cm^{-2}.

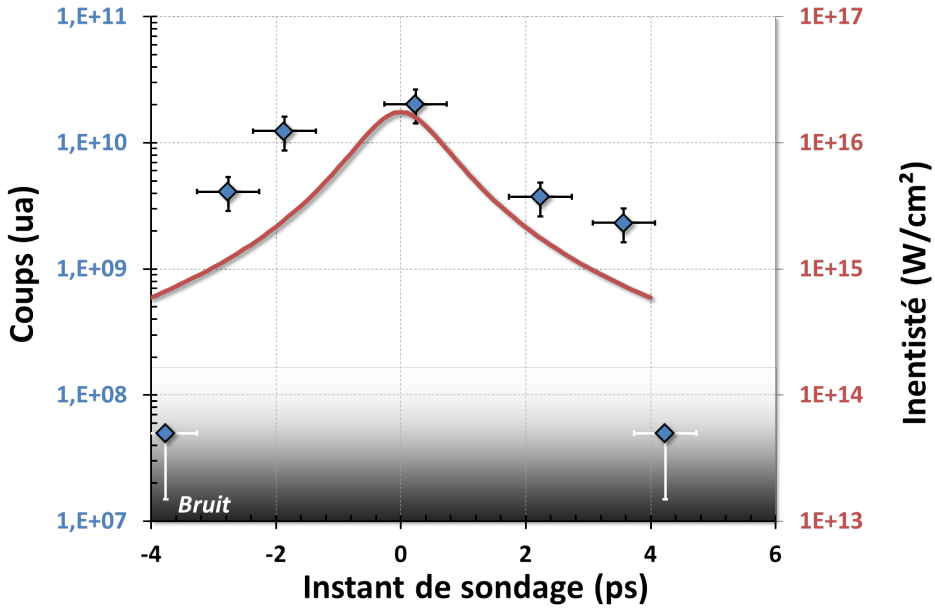


FIGURE IV.1.3 – Évolution de l'instabilité Raman (points bleus) et de l'impulsion d'interaction (courbe rouge) en fonction du temps.

intensité de $2\,10^{16}$ W.cm^{-2} qui assure un développement fort de la SRS et on diagnostique les EPW et IAW par diffusion Thomson pour différents instants (*cf.* figure IV.1.2). En mesurant l'intensité intégrée sur tout le spectre, on obtient le graphique IV.1.3 où est représentée l'évolution de l'intensité diffusée de la sonde Thomson sur les ondes plasma électroniques au cours de l'impulsion d'interaction. L'instabilité Raman commence à se développer entre 3 et 4 ps avant le maximum de l'impulsion d'interaction correspondant à une intensité de $\sim 1.1\,10^{15}$ W.cm^{-2}, jusqu'à atteindre son amplitude maximale à l'intensité crête puis perdure

avec une amplitude plus faible jusqu'à quelques 3 ps. Cependant, il n'y a pas de mesure entre -1.8 ps et 0.2 ps, il est donc possible que le maximum du Raman se situe entre ces deux valeurs.

Les IAW dues à l'instabilité Brillouin se développent elles plus lentement du fait de l'inertie des ions. Elles apparaissent au maximum de l'impulsion et restent présentes pour des durées très longues, plusieurs dizaines de picosecondes, non mesurées ici mais déjà observées dans la référence (Rousseaux et al., 2006).

Observons maintenant les spectres Thomson recueillis en même temps que la courbe de réflectivité monospeckle d'ouverture $f/12$ (*cf.* figure IV.1.4a). Ceux-ci sont résolus en espace selon l'axe transverse pour la position z=0 correspondant au plan de meilleure focalisation. Le faisceau sonde est synchronisé 0.3 ps après le maximum de l'impulsion d'interaction. On constate la présence de modes transverses conséquents : l'extension transverse des ondes plasma électroniques peut devenir très importante, de l'ordre de $\sim$ 100 µm de part et d'autre du centre de la tache focale pour des intensités suffisantes, ce qui n'est pas observé numériquement (comme on le verra par la suite). En reliant les dimensions de cette extension transverse à l'intensité de l'interaction, on trouve une relation empirique de la forme

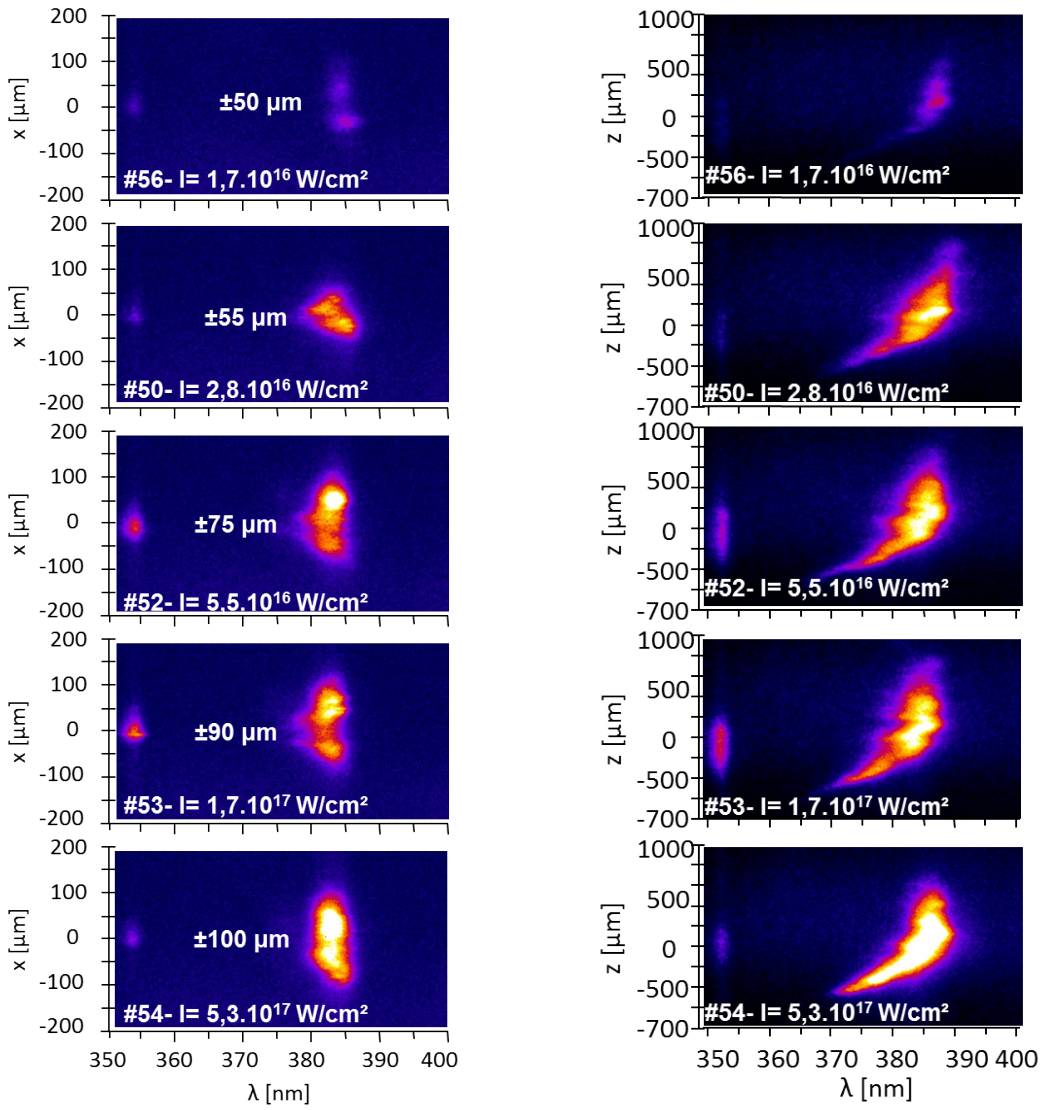
$$EPW_{\perp\, extension} \propto I^{1/4}. \tag{IV.1.1}$$

Cette large extension transverse des EPW implique qu'un speckle peut augmenter significativement le bruit plasma δn_e et ce à une distance importante, ce qui peut notamment perturber les speckles voisins. Cette mesure transverse est donc nécessaire pour la compréhension et les discussions des mesures en configuration bispeckle.

Pour une ouverture $f/9$, l'interaction a été observée pour une intensité de 2 10^{16} W.cm^{-2} au maximum. Il a cependant été vérifié que l'extension transverse des EPW en $f/9$ est semblable et cohérente avec les résultats $f/12$. Pour une intensité de 2 10^{16} W.cm^{-2}, l'extension transverse est de $\sim$ 55 µm de part et d'autre comme on l'observe sur la figure IV.1.5 qui présente le spectre Thomson résolu transversalement du tir #72 de la figure IV.1.2 (*i.e.* évolution des EPW au cours de l'impulsion laser d'interaction).

On remarque que les ondes acoustiques ioniques associées au SBS sont quant à elles beaucoup plus localisées et présentent une extension transverse modérée qui atteint au maximum 20 µm de part et d'autre du centre de la tache focale, ce qui correspond à la largeur de la tache focale pied à pied (*i.e.* à $I = 0.08\, I_{max}$). Cette localisation transverse précise, associée à leur longue durée de vie, permet de discriminer spatialement les speckles, comme on le verra par la suite.

Les spectres résolus longitudinalement, pour la position y=0 correspondant au centre du faisceau, montrent quant à eux que la longueur sur laquelle se développent les EPW est



(a) Spectres résolus transversalement

(b) Spectres résolus longitudinalement

FIGURE IV.1.4 – Spectres Thomson résolus longitudinalement et transversalement en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction $f/12$. Le faisceau sonde arrive systématiquement 0.3 ps après le maximum de l'impulsion.

indépendante de l'intensité à laquelle se produit le couplage Raman. Il en est de même pour les IAW. Notons cependant que l'extension finie de la sonde Thomson (*i.e.* dimension de la tache focale) ne permet pas de sonder le plasma sur toute la longueur z et peut donc limiter la mesure au delà de $z = +500\,\mu\text{m}$.

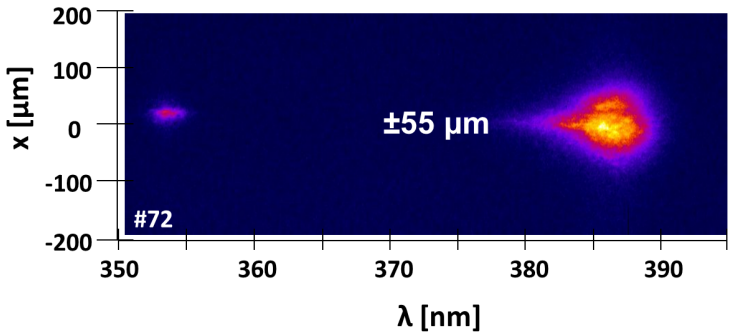


FIGURE IV.1.5 – Spectre Thomson résolu transversalement pour une intensité du faisceau d'interaction $f/9$ de 2 10^{16} W.cm^{-2} et sondé 0.2 ps après le maximum de l'impulsion.

IV.2 Effet de l'amortissement $k\lambda_D$ sur le développement de l'instabilité Raman

Il a été présenté précédemment (*cf.* page 40) que l'un des paramètres primordiaux décrivant le régime de saturation de l'instabilité Raman est le facteur $k\lambda_D$. Celui-ci caractérise l'amortissement non-collisionnel des ondes plasma électroniques (*cf.* page 22) : un $k\lambda_D$ élevé signifie que l'amortissement est efficace. Dans le cas nanoseconde, ce facteur permet de discriminer le régime de l'interaction : si $k\lambda_D$<0.3 la décomposition des ondes plasma électroniques LDI domine la saturation de l'instabilité Raman par rapport aux processus cinétiques (piégeage électronique) et vice versa pour $k\lambda_D$>0.3 (Kline et al., 2005). Cependant, pour des interactions picosecondes de fortes intensités, où les processus fluides n'ont pas le temps de saturer la SRS, la caractérisation du régime de saturation par le facteur $k\lambda_D$ n'est pas évidente.

L'effet de l'amortissement a été observé numériquement par des simulations PIC 2D réalisées par L.Yin (Yin et al., 2013) pour une interaction monospeckle d'intensité 6 10^{15} W.cm^{-2}, de longueur d'onde λ=351 nm, d'ouverture $f/8$, dans un plasma homogène de température Te=2.6 keV, sur l'intervalle $k\lambda_D$ = [0.2; 0.34] (*i.e.* par variation de la densité). Il apparaît (*cf.* figure IV.2.1) que la réflectivité diminue lorsque l'amortissement augmente, suivant une relation de la forme

$$R(BSRS)^{num} \propto (k\lambda_D)^{-4} . \tag{IV.2.1}$$

Plus l'amortissement est important, plus la saturation des EPW est efficace ce qui implique un couplage Raman et une réflectivité plus faible.

Cette analyse numérique 2D a été étendue au cas d'une configuration multispeckle RPP (Yin et al., 2014) dans les mêmes conditions avec une intensité moyenne 2.9 10^{14} W.cm^{-2}. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure IV.2.2. Dans cette configuration, la loi d'échelle

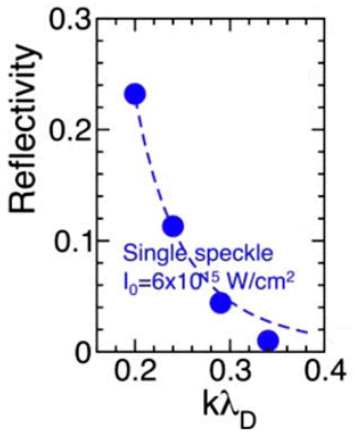


FIGURE IV.2.1 – Réflectivité Raman selon le facteur d'amortissement $k\lambda_D$ provenant d'une simulation PIC 2D monospeckle de caractéristiques : intensité 6 10^{15} W.cm^{-2}, longueur d'onde λ=351 nm, ouverture $f/8$, dans un plasma homogène de température Te=2.6 keV (Yin et al., 2013). Les point numériques suivent une relation en $(k\lambda_D)^{-4}$ présentée en pointillés.

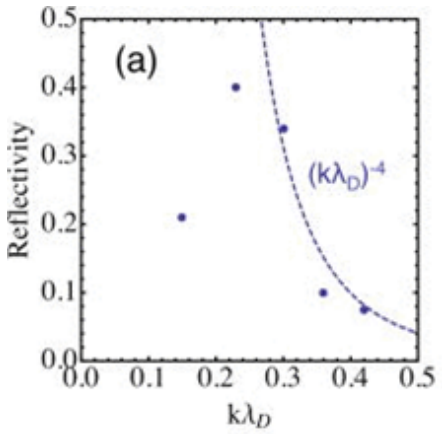


FIGURE IV.2.2 – Réflectivité Raman selon le facteur d'amortissement $k\lambda_D$ provenant d'une simulation PIC 2D multispeckle RPP de caractéristiques : intensité moyenne 2.9 10^{14} W.cm^{-2}, longueur d'onde λ=351 nm, ouverture $f/8$, dans un plasma homogène de température Te=2.6 keV Yin et al. (2014).

IV.2.1 est désormais valide pour des $k\lambda_D \geq 0.3$ et non plus pour des $k\lambda_D \geq 0.2$ comme en monospeckle. Pour des facteurs d'amortissement plus faibles la réflectivité dévie de cette loi et amorce une chute pour $k\lambda_D < 0.23$. L. Yin explique cette non monotonie comme une transition entre le domaine de saturation dominé par les effets cinétiques et celui où les effets fluides contribuent. Ainsi pour $k\lambda_D > 0.3$, seul les mécanismes cinétiques conduisent à la saturation de l'instabilité Raman, ce qui conduit à une réflectivité en $(k\lambda_D)^{-4}$. Pour des $k\lambda_D$ inférieurs la relation n'est plus valide du fait du développement simultané du piégeage électronique et du LDI. Il est donc intéressant d'observer expérimentalement l'influence du facteur $k\lambda_D$ sur le développement du SRS.

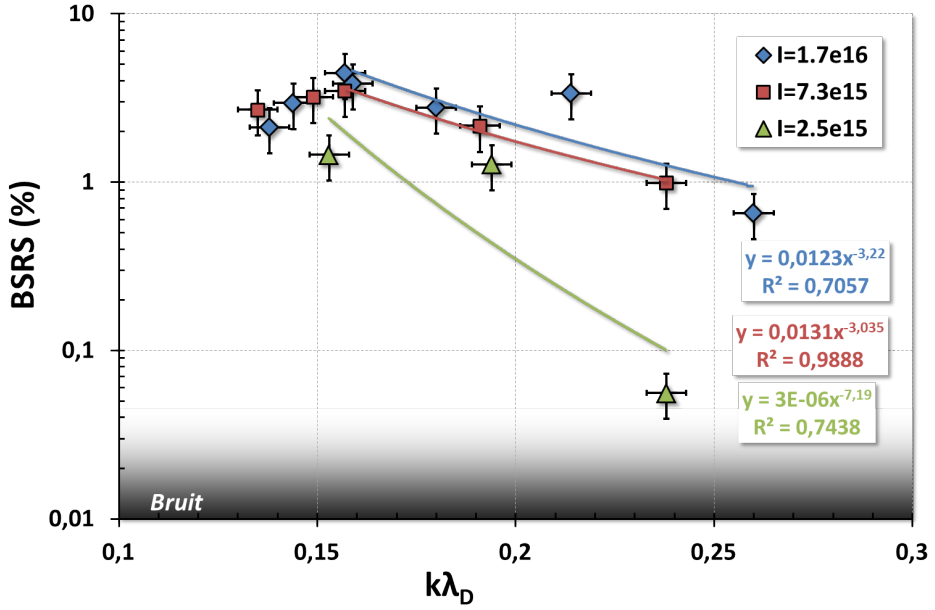


FIGURE IV.2.3 – Réflectivité en fonction du facteur d'amortissement $k\lambda_D$ pour trois intensités : 2.5 10^{15}, 7.3 10^{15} et 1.7 10^{16} W.cm^{-2}.

L'amortissement $k\lambda_D$ dépend des deux grandeurs que sont la densité n_e et la température électronique T_e. Expérimentalement, c'est la densité qui a été modifiée, par le biais de la pression du gaz, pour modifier l'amortissement et ce en configuration monospeckle. Pour chaque tir, la densité est mesurée à l'aide des spectres Thomson grâce à la relation III.5.12. On estime ensuite la température à l'aide de simulations hydrodynamiques présentées dans l'annexe C pour obtenir la valeur du facteur $k\lambda_D$.

La figure IV.2.3 présente les mesures de réflectivité Raman en fonction de l'amortissement pour trois intensités différentes : 2.5 10^{15}, 7.3 10^{15} et 1.7 10^{16} W.cm^{-2}. Les deux séries de fortes intensités, 7.3 10^{15} et 1.7 10^{16} W.cm^{-2}, où la rétrodiffusion est dans le régime de saturation, présentent un comportement analogue. La réflectivité croît de 2 à 5% avec l'amortissement sur l'intervalle $k\lambda_D$=[0.13; 0.15] puis présente une chute jusqu'à atteindre 0.6% pour des amortissements plus forts. On dégage une relation empirique entre l'amortissement et la réflectivité sur ce second intervalle $k\lambda_D = [0.15; 0.26]$ qui est valide pour les deux intensités

$$R(BSRS)^{exp} \propto (k\lambda_D)^{-3} . \tag{IV.2.2}$$

Pour l'intervalle [0.13; 0.15], la pente de croissance de la réflectivité n'est pas la même selon l'intensité et est d'autant plus forte que l'intensité est élevée.

Pour l'intensité 2.5 10^{15} W.cm^{-2}, plus proche du seuil de l'instabilité, la réflectivité chute fortement pour $k\lambda_D$=0.24. La réflectivité semble ici plus sensible à l'amortissement. Pour

cette intensité aucune mesure n'a été effectuée pour $k\lambda_D < 0.15$.

En conclusion, on observe aussi expérimentalement un comportement non monotone de la réflectivité en fonction de l'amortissement avec une coupure à $k\lambda_D$=0.15. Pour des $k\lambda_D > 0.15$, l'augmentation de l'amortissement des EPW réduit la réflectivité suivant une relation de la forme $(k\lambda_D)^{-3}$. Par analogie avec les conclusions numériques de L. Yin présentées précédemment, on peut supposer que la saturation de l'instabilité Raman est due aux mécanismes cinétiques dans ce régime.

Pour des $k\lambda_D$<0.15 en revanche, le comportement inverse se produit, à savoir que la réflectivité diminue avec l'amortissement. Pour ce régime, toujours en se basant sur les conclusions numériques, ce ne sont donc pas les mécanismes cinétiques seuls qui conduisent à la saturation SRS.

Notons finalement que la valeur de transition est différente de celle observée numériquement par L. Yin. Cependant la valeur de transition numérique est dégagée d'une étude en configuration multispeckle qui diffère du cas monospeckle. De plus, la loi d'échelle numérique dans le régime cinétique est différente de celle dégagée expérimentalement. Ceci peut venir de la différence d'échelle entre les simulations 2D et l'expérience. En effet, les boites de simulations sont de tailles limitées par rapport à nos dimensions expérimentales ce qui implique que la mesure numérique est locale alors que nos mesures expérimentales sont intégrées sur toute la zone d'interaction.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentées les caractéristiques de l'instabilité de diffusion Raman stimulée en configuration monospeckle. Il s'agit du cas de référence permettant la mise en place et l'analyse de la configuration bispeckle. L'instabilité Raman, pour une impulsion de 1.5 ps FWHM, se développe à partir d'un seuil en intensité de 8 10^{14} W.cm^{-2} pour une ouverture $f/12$ et de 1.6 10^{15} W.cm^{-2} pour $f/9$. La croissance SRS est abrupte et atteint rapidement un régime de saturation caractérisé par une réflectivité $R_{sat} \approx 4 - 8\%$ pour les deux ouvertures utilisées.

Il a aussi été observé que les ondes plasma électroniques présentent une extension transverse qui devient importante lorsque l'intensité augmente. Cette observation est importante pour l'interprétation des résultats bispeckle, comme on le verra par la suite.

Une étude de l'instabilité Raman selon l'amortissement non-collisionnel des EPW a mis en évidence que pour une impulsion de 1.5 ps, l'instabilité Raman sature cinétiquement pour des $k\lambda_D > 0.15$ et que le niveau de réflectivité suit une relation empirique en $(k\lambda_D)^{-3}$.

Pour conclure, il est important de souligner, d'après la montée abrupte observée sur les courbes de réflectivité IV.1.1, que la réflectivité d'un speckle au niveau du seuil de l'instabilité est sensible aux variations de l'énergie laser tir à tir et peut donc être très fluctuante.

Chapitre V

COMPORTEMENT COLLECTIF DES SPECKLES EN CONFIGURATION BISPECKLE

Le chapitre précédent s'est concentré uniquement sur la configuration monospeckle et a permis de dégager les caractéristiques standards du développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Ce chapitre se focalise sur l'étude de la configuration bispeckle. Celle-ci consiste principalement en la mise en évidence et l'étude du comportement collectif des speckles dans une configuration simplifiée où un unique speckle va influer sur un autre. Le but est d'observer et de comprendre les mécanismes qui contribuent à ce comportement collectif en l'observant sur des échelles spatio-temporelles adaptées et ainsi donner un début d'explication aux cas plus complexes présents sur les grandes installations lasers.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la discrimination des perturbations de type cinétique et électromagnétique qui conduisent à l'instabilité du speckle faible en jouant sur la polarisation des deux speckles. Ces résultats expérimentaux seront ensuite comparés à des simulations PIC réalisées à l'aide du code CALDER. Puis nous nous intéresserons plus en détails au cas des perturbations cinétiques en étudiant leurs propagations spatiale et temporelle. Finalement nous observerons l'effet de l'amortissement non collisionnel du plasma via une variation du facteur $k\lambda_D$.

V.1 Mise en évidence du comportement collectif en configuration bispeckle

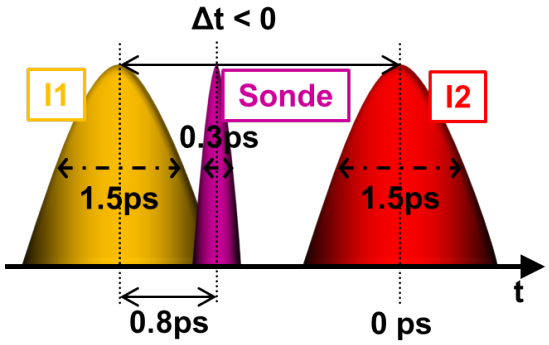


FIGURE V.1.1 – Représentation temporelle schématique de l'échelle de temps et des conventions considérées : cas d'un Δt négatif où l'impulsion I1 arrive avant l'impulsion I2 et la sonde Thomson est fixée 0.8 ps après le maximum de l'impulsion I1.

C'est lors de la première expérience de cette thèse réalisée en 2012, avec une ouverture f/12, que le comportement collectif pour deux speckles a été pour la première fois observé expérimentalement. Lors de cette campagne (série #1), l'intensité du faisceau I2 a été fixée à $\sim 1.3\,10^{16}$ W.cm^{-2} de façon à être dans le régime saturé SRS (*cf.* figure IV.1.1). Les mécanismes de saturation de l'instabilité Raman (*cf.* section II.2.4 page 36) conduisent à l'apparition de perturbations qui modifient localement le plasma et influent sur la stabilité d'un speckle voisin : le faisceau I1.

Celui-ci a été placé à une intensité proche du seuil de l'instabilité Raman. Ainsi le déclenchement de son instabilité SRS permet de mettre en évidence l'influence de I2. La diffusion Raman est diagnostiquée en détectant les ondes plasma électroniques. Il faut néanmoins que celles-ci aient un niveau suffisant pour sortir du bruit et que l'on puisse les observer sur les spectres Thomson. Le faisceau I1, en polarisation croisée par rapport à I2 (on discutera de l'importance de la polarisation par la suite), a été fixé à une intensité de $\sim 1.4\,10^{15}$ W.cm^{-2} correspondant à une réflectivité très faible et à des EPW en-dessous du seuil d'observation du diagnostic de diffusion Thomson. Le faisceau I1 a été focalisé dans le plasma sous le faisceau I2 avec un écart spatial fixe de $\Delta x \approx 90$ µm, comme schématisé précédemment sur la figure III.3.5 et c'est le retard Δt entre les deux impulsions I1 et I2 qui a été modifié de tir à tir.

Définissons l'échelle des temps utilisée, résumée sur le schéma V.1.1 : le maximum de l'impulsion I2 définit l'origine du temps et c'est I1 qu'on l'on déplace temporellement d'un facteur Δt par rapport à I2. On définit comme convention qu'un Δt négatif signifie que I1 arrive avant I2 et que les deux impulsions sont synchrones pour $\Delta t = 0$. Précisons aussi que

sur cette série, le faisceau Thomson sonde le plasma 0.8 ps après le maximum de l'impulsion I1 et ce quel que soit le retard Δt.

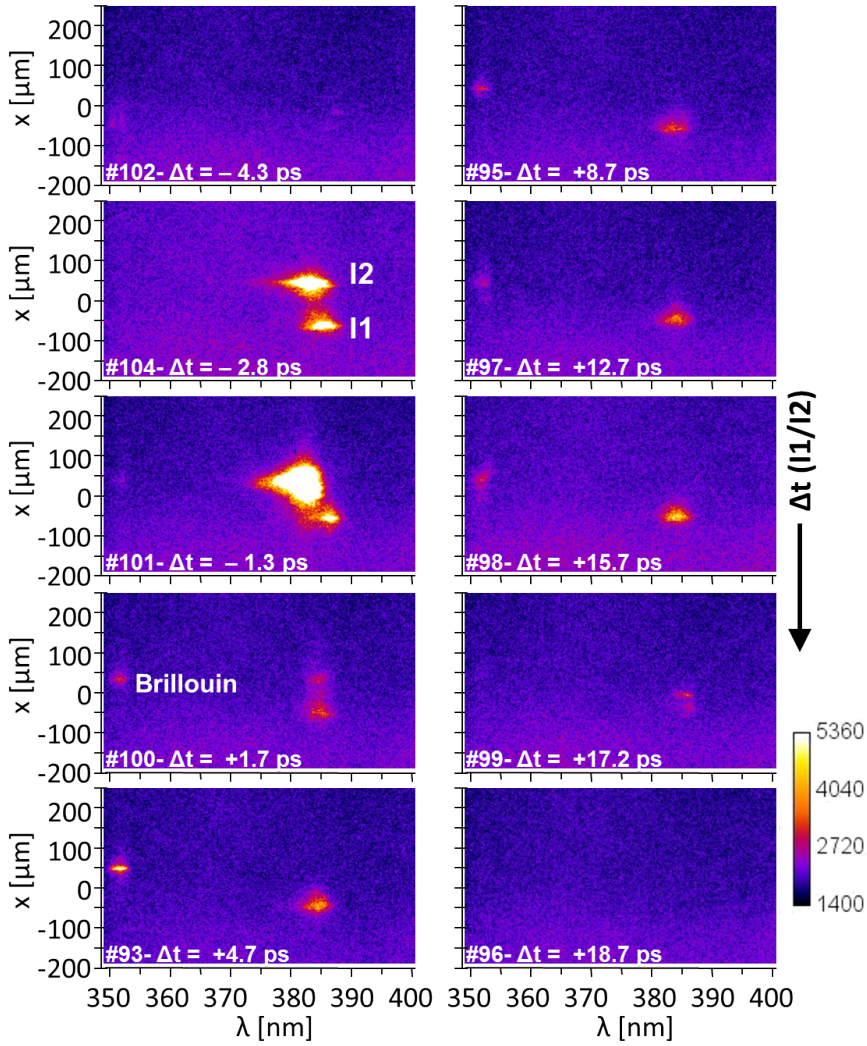


FIGURE V.1.2 – Spectres Thomson résolus transversalement en configuration bispeckle pour différents retards de I1 ($1.4\,10^{15}$ W.cm^{-2}) situé en $x = -45\,\mu$m par rapport à I2 ($1.3\,10^{16}$ W.cm^{-2}) en $x = 45\,\mu$m.

La figure V.1.2 présente les spectres Thomson résolus transversalement, pour des écarts temporels allant de -4.3 ps à 18.7 ps, qui présentent l'avantage de discriminer spatialement les deux speckles. Pour Δt=-4.3 ps, le speckle faible (I1) arrive trop tôt par rapport au speckle fort (I2), le plasma est à l'équilibre et I1 conserve son comportement de régime isolé : aucune EPW associée à l'instabilité SRS n'est observée. De même, la sonde arrive trop tôt par rapport à I2 (i.e. $\sim$ 3.5 ps en avance), d'où l'absence de signal de la part du speckle fort.

Dès Δt=-2.8 ps, on observe que le speckle I1 est instable par diffusion Raman, les EPW sont intenses signe d'une hausse de son instabilité, bien qu'il s'agisse d'un Δt négatif. A ce

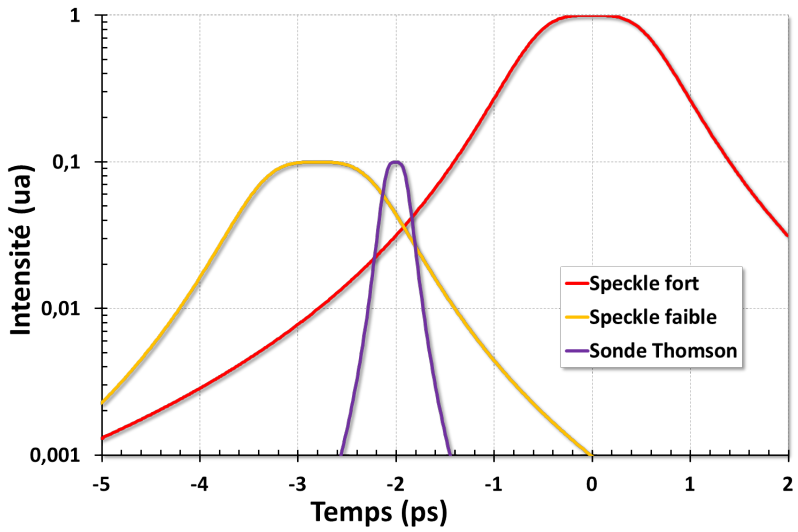


FIGURE V.1.3 – Représentation temporelle schématique des impulsions lorentziennes pour un Δt=-2.8 ps, ainsi que de la sonde Thomson fixée 0.8 ps après le maximum du speckle faible.

retard, il y a recouvrement temporel entre les deux impulsions (*cf.* figure V.1.3). De plus, il a été montré au cours du chapitre précédent (*cf.* figures IV.1.2 et IV.1.3), ainsi que sur la référence (Rousseaux et al., 2006), que l'intensité du front de montée lorentzien est suffisante pour déclencher l'instabilité Raman quelques picosecondes avant le maximum de l'impulsion. La perturbation générée par le front de montée de I2 ainsi que l'intervalle de recouvrement temporel sont suffisants pour que I1 devienne fortement instable et ce même pour un Δt négatif.

Pour les Δt entre -2.8 et +1.7 ps, le retard entre les deux speckles est faible, I1 et la sonde qui l'accompagne sont donc quasiment synchrones avec I2 : on observe les EPW associées au SRS des deux speckles simultanément. A Δt=1.7 ps apparaissent les ondes acoustiques ioniques dues à l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée générée par I2, à la fin de l'impulsion. Celles-ci donnent une information importante sur la localisation spatiale transverse (*i.e.* en x) du speckle I2 du fait de leur durée de vie très longue (i.e. plusieurs dizaines de picoseconde) (Rousseaux et al., 2006) et permettent ainsi de confirmer que c'est le speckle I1 que l'on observe sur les Δt plus longs où I2 n'apparaît plus. Dès Δt=4.6 ps, la sonde, fixée après I1, arrive après la mort des ondes plasma électroniques associées à l'instabilité SRS de I2 et ne permet d'observer que les EPW associées à I1. Pour des retards supérieurs, les perturbations de l'environnement plasma sont toujours présentes et suffisantes pour induire une instabilité SRS de I1 jusqu'à des temps très longs de ∼17 ps. Pour des temps supérieurs, les perturbations redeviennent marginales et ne permettent plus à I1 de se démarquer du bruit, il retrouve son comportement de speckle isolé.

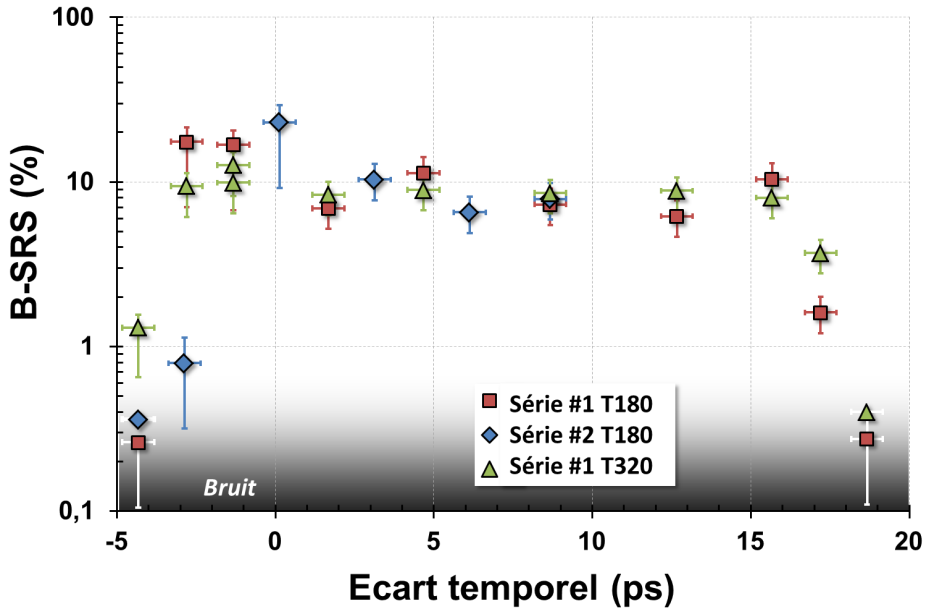


FIGURE V.1.4 – Réflectivité de I1 pour les séries #1 et #2 respectivement d'intensité 1.4 10^{15} et 9 10^{14} W.cm^{-2}. Il s'agit d'une estimation obtenue par l'intégration de l'intensité diffusée de la sonde Thomson sur les ondes plasma électroniques, mesurée par le spectromètre T180 pour les points rouges et bleus et par le T320 pour les points verts.

En ce qui concerne les mesures quantitatives de la réflectivité Raman, il n'a pas été possible, sur cette campagne, de discriminer sur la photodiode les contributions respectives de chacun des speckles. La mesure est en effet intégrée spatialement sur tout le volume d'interaction. Cependant, il est possible d'estimer la réflectivité du speckle en reliant l'intensité diffusée de la sonde Thomson sur les EPW à la réflectivité. Pour cela, grâce aux tirs monospeckle précédents, nous avons dégagé une relation entre le niveau de diffusion sur l'ensemble du spectre (*i.e.* le nombre de coups intégré sur le spectre) et l'énergie rétrodiffusée mesurée sur la photodiode Raman, en veillant à ce que l'instant et le volume sondés soit les mêmes. Il s'agit d'une estimation car on relie une mesure « instantanée » fournie par la sonde (*i.e.* intégrée sur 300 fs) à une mesure intégrée sur toute la durée de l'interaction. En mesurant l'intensité du spectre du speckle faible sur la figure V.1.2, on obtient ainsi la réflectivité de I1 selon le retard par rapport à I2 donnée en rouge sur la figure V.1.4 (série #1 T180). Première observation, la réflectivité de I1 apparaît brusquement dès que le retard permet à l'impulsion d'arriver dans un plasma suffisamment perturbé. Seconde observation, la réflectivité forme un plateau, laissant supposer que I1 déclenche l'instabilité Raman jusqu'au régime de saturation. Les niveaux de réflectivité de I1 ainsi que de I2 (non présenté sur la figure) sont de l'ordre de 8-10%, ce qui est proche des mesures de réflectivité obtenues dans le cas monospeckle. En accord avec ceux-ci, on constate que I1 et I2 se situent dans le régime de saturation de

l'instabilité.

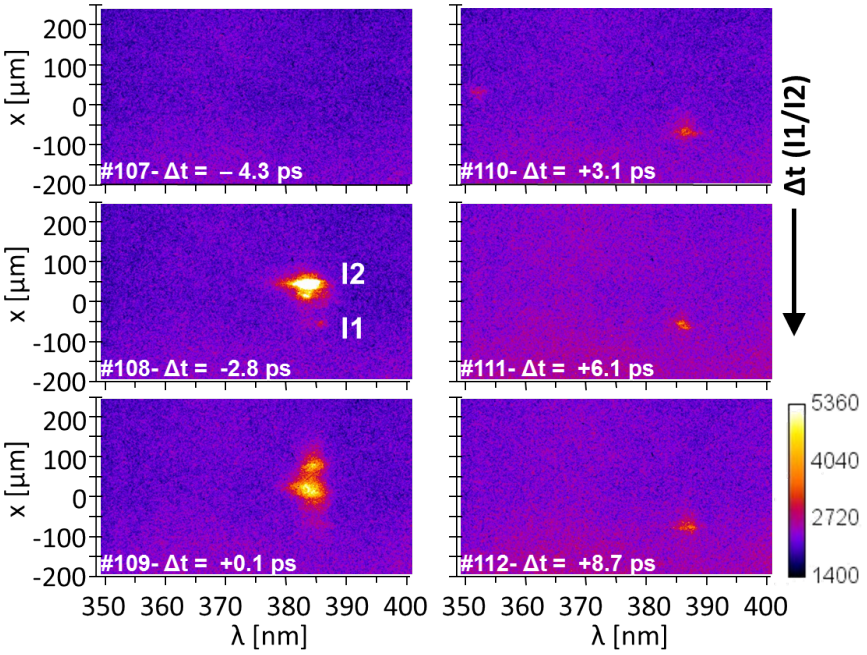


FIGURE V.1.5 – Spectres Thomson résolus transversalement en configuration bispeckle pour différents retards de I1 ($9\,10^{14}$ W.cm^{-2}) par rapport à I2 ($1.3\,10^{16}$ W.cm^{-2}).

Une seconde série (série #2 T180) a été réalisée en baissant l'intensité de I1 à une valeur de $\sim 9\,10^{14}$ W.cm^{-2} toujours sous le seuil d'observation du diagnostic, tout en conservant l'intensité de I2 à $\sim 1.3\,10^{16}$ W.cm^{-2} et le même espacement latéral de 90 µm. Pour cette série ont été obtenus les spectres Thomson présentés en figure V.1.5 et la réflectivité de I1 estimée est présentée en bleu sur la figure V.1.4. La différence qui apparaît pour cette intensité est un léger retard dans l'allumage de l'instabilité pour I1 par rapport au cas précédent, comme on l'observe en comparant les spectres à Δt=-2.8 ps. A ce retard et à cet instant de sondage, la perturbation est la même dans les deux cas tandis que l'intensité du speckle faible est différente. A cette intensité, I1 est trop faible pour générer du Raman aussi intensément que dans le cas précédent.

La réflectivité de I1 présente pour cette intensité plus faible une montée légèrement moins abrupte selon son retard par rapport à I2. Il faut cependant garder à l'esprit que ces résultats sur la réflectivité proviennent d'une mesure « instantanée » et dépendent donc sensiblement de l'instant où elle est réalisée.

Par ailleurs et pour I1 d'intensité $1.4\ 10^{15}$ W.cm^{-2}, on a vérifié grâce aux spectres Thomson résolus longitudinalement centrés sur la hauteur du speckle faible (*cf.* figure V.1.6), que

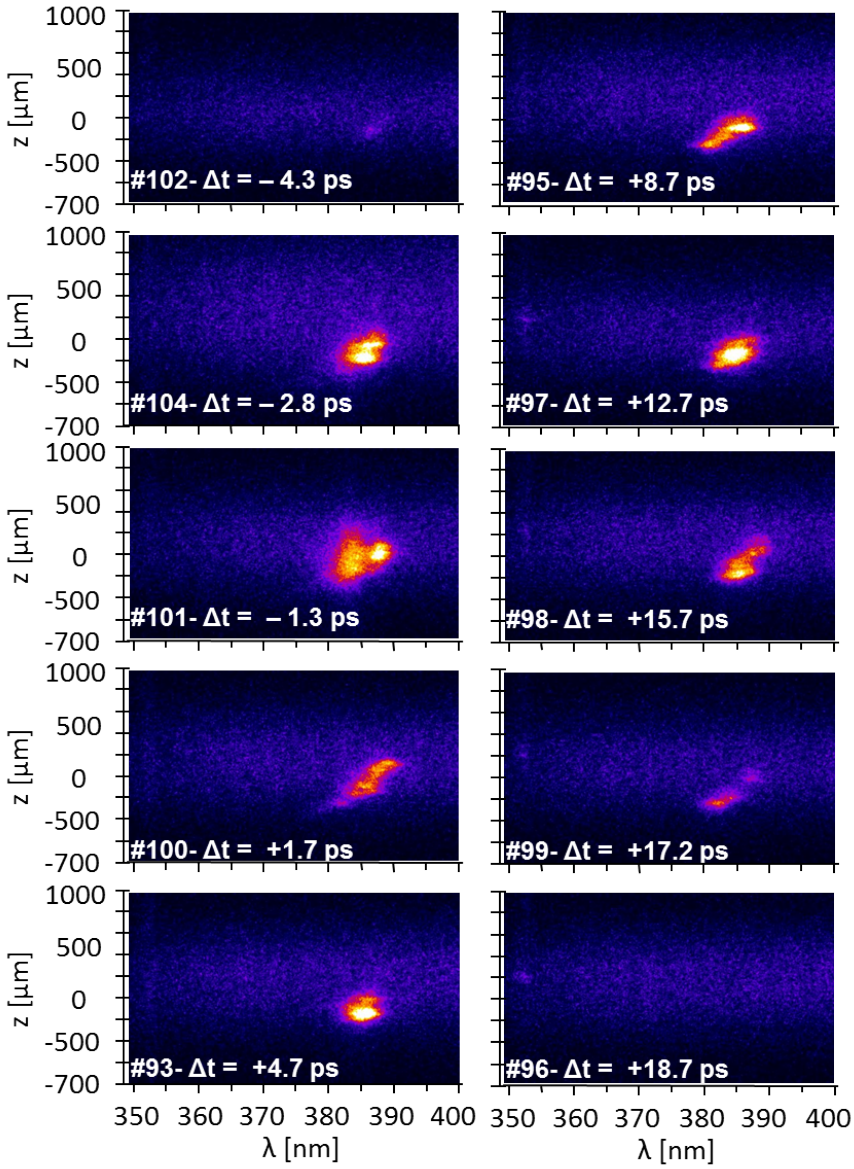


FIGURE V.1.6 – Spectres Thomson résolus longitudinalement de la configuration bispeckle, centrés sur le speckle faible, pour différents retards de I1 ($1.4\,10^{15}$ W.cm^{-2}) par rapport à I2 ($1.3\,10^{16}$ W.cm^{-2}).

l'instabilité Raman du speckle faible se produit en moyenne toujours à la même profondeur dans le plasma et ce quel que soit le retard entre I1 et I2.

De plus, hormis pour les $\Delta t \lesssim 0$ ps pour lesquels les signaux de I1 et I2 sont un peu mélangés, les intensités diffusées Thomson du T320 et du T180 sont semblables, comme présenté pour la série #1 sur la figure V.1.4 (points rouges et verts).

V.2 Discrimination des effets cinétiques et ondulatoires

Il a été présenté dans le chapitre II que les mécanismes de saturation de l'instabilité Raman (*cf.* section II.2.4 page 36) conduisent à l'apparition de perturbations qui modifient localement le plasma et influent sur le développement global du SRS. Celles-ci se divisent en deux catégories : les perturbations dites cinétiques et les perturbations électromagnétiques. Pour la première catégorie, les électrons chauds générés par interaction avec les ondes plasma électroniques, de vitesses proches de la vitesse de phase des EPW ont pour effet de diminuer localement l'amortissement Landau et donc le seuil de déclenchement SRS. Ces électrons chauds peuvent aussi augmenter localement les fluctuations thermiques et ainsi faciliter le développement du SRS. La seconde catégorie correspond aux ondes électromagnétiques diffusées (de vitesse $\sim c$) émises par un speckle fort qui sont résonantes avec le Raman généré par un speckle voisin : il s'agit de *seed* électromagnétique.

Ces perturbations du plasma sont les vecteurs qui permettent au comportement collectif entre speckles de se mettre en place (*cf.* section II.3 page 42). Actuellement, la contribution et l'importance respective de chacun de ces deux processus dans le développement collectif de l'instabilité Raman commencent juste à être mises en évidence numériquement.

V.2.1 État de l'art

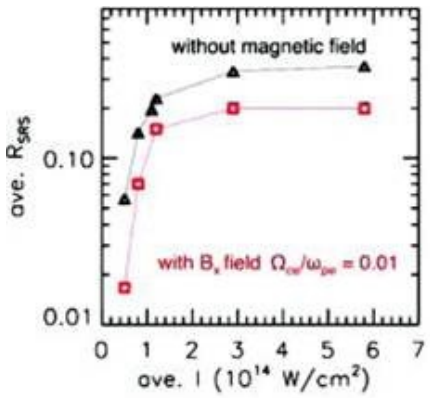


FIGURE V.2.1 – Courbes de réflectivité PIC 2D en configuration multispeckle avec et sans la présence d'un champ magnétique de 105 T.(Yin et al., 2013)

Les récentes simulations PIC réalisées au LANL (Yin et al., 2013) montrent que la suppression du vecteur cinétique, par l'ajout d'un champ magnétique suffisant pour limiter l'émission transverse des électrons chauds, conduit à une diminution de la réflectivité et un léger rehaussement du seuil de l'instabilité. La figure V.2.1 donne les courbes de réflectivité pour le cas d'une interaction λ_0=0.351 µm, $f/8$, multispeckle par lissage spatial, de 3.4 µm FWHM et

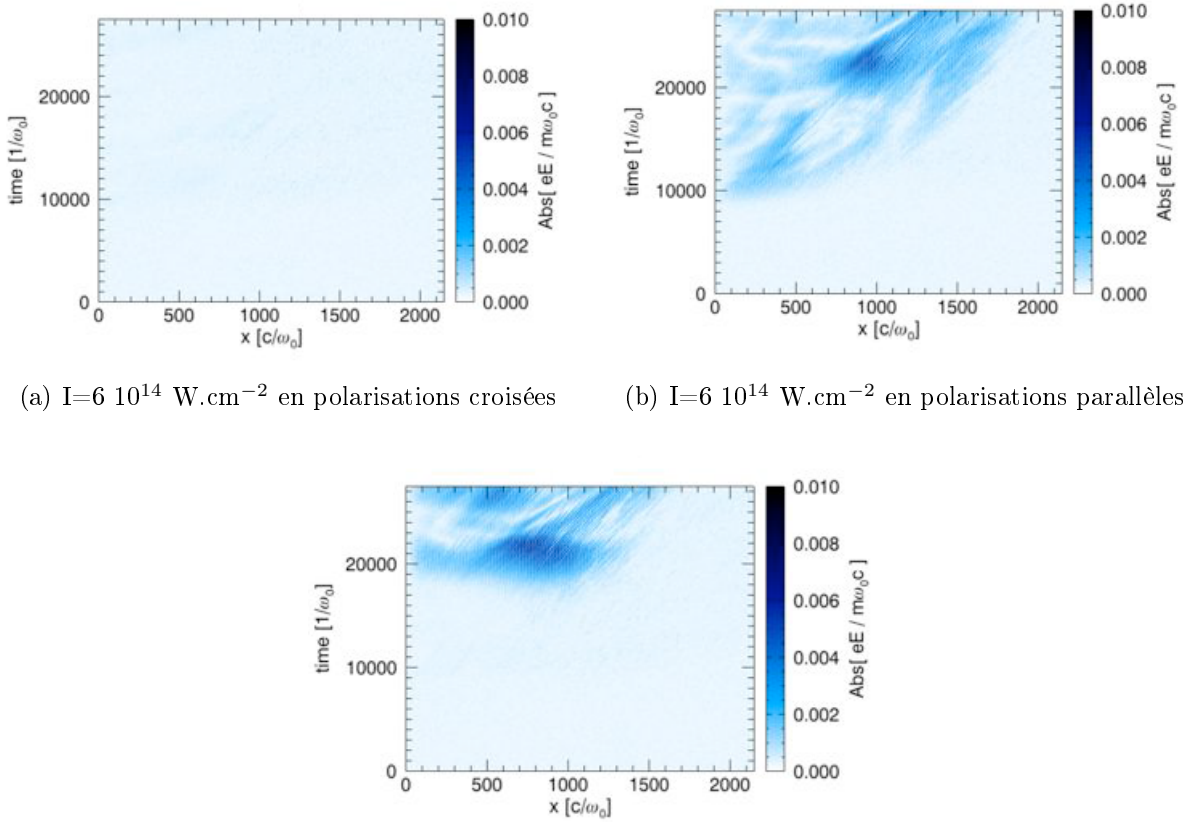
espacés de $\sim$ 6 µm, à $k\lambda_D$=0.3 dans une boîte de 500x80 µm (la légère différence par rapport à la courbe de réflectivité multispeckle II.3.6b présentée en chapitre II provient d'une boîte plus petite de dimensions 500x20 µm, mais le comportement général reste analogue ce qui confirme la validité de ces simulations). Comme on l'observe, l'ajout d'un champ magnétique B=105 T, correspondant à un rayon de Larmor de 1.1 µm inférieur au rayon d'un speckle, augmente légèrement le seuil et induit une baisse de la réflectivité totale de 35% à 20%. La suppression des électrons chauds atténue l'effet du comportement collectif entre les speckles.

Les simulations avec deux speckles espacés latéralement PIC réalisées à l'UCLA [1] (Winjum et al., 2013) ont étudié quant à elles la suppression du vecteur électromagnétique en croisant les polarisations de chacun des deux speckles. Ainsi il n'y a pas de battement d'onde entre la rétrodiffusion du speckle fort et le speckle faible et seuls les électrons chauds peuvent conduire à l'apparition du comportement collectif. Ces simulations montrent que la perturbation cinétique seule permet au comportement collectif des speckles de se développer avec cependant une efficacité plus faible.

Pour ces simulations, les caractéristiques sont les suivantes : λ_0=0.351 µm, $f/8$, 2.8 µm FWHM pour les deux speckles, $k\lambda_D$=0.27, boîte de 120x25 µm et une intensité de 2 10^{15} W.cm^{-2} pour le speckle fort. Les deux speckles sont synchrones, gaussiens et espacés de $\sim$ 8 µm. Winjum vérifie préalablement qu'un speckle d'intensité 6 10^{14} ou 7.5 10^{14} W.cm^{-2} se situe sous le seuil de déclenchement de l'instabilité Raman en régime isolé.

Sur la figure V.2.2 sont présentées les mesures du champ électrique longitudinal E_z (associé aux ondes plasma électroniques) dans le volume du speckle faible selon l'axe de propagation et au cours du temps. Pour les figures V.2.2a et V.2.2b l'intensité du speckle faible est de 6 10^{14} W.cm^{-2} et les polarisations entre les deux speckles sont respectivement croisées et parallèles. Il apparaît clairement que dans le cas des polarisations croisées, où le *seeding* électromagnétique n'intervient pas, le speckle faible n'exhibe aucune instabilité vis-à-vis du Raman, contrairement au cas parallèles : les électrons chauds seuls ne permettent pas de conduire à l'instabilité d'un speckle faible. Cependant, avec une légère augmentation de l'intensité à 7.5 10^{14} W.cm^{-2}, le speckle faible parvient à être instable et ce même en polarisations croisées. Il apparaît donc que les électrons chauds permettent au comportement collectif de se mettre en place. Il faut cependant que l'intensité du speckle ne soit pas trop faible, contrairement au cas où les processus cinétiques et les couplages d'ondes agissent de concert.

1. University of California, Los Angeles



(a) I=6 10^{14} W.cm^{-2} en polarisations croisées

(b) I=6 10^{14} W.cm^{-2} en polarisations parallèles

(c) I=7.5 10^{14} W.cm^{-2} en polarisations croisées

FIGURE V.2.2 – Champ électrique longitudinal E_z mesuré dans le volume du speckle faible dans le cadre d'une interaction bispeckle pour différentes polarisations.(Winjum et al., 2013)

V.2.2 Interaction bispeckle en polarisations croisées

Il est d'une importance capitale de discriminer expérimentalement l'effet des perturbations cinétiques et électromagnétiques dans le développement du comportement collectif entre speckles pour comprendre leur influence et confirmer les observations numériques. La méthode expérimentale mise en place est l'analogue de celle présentée ci-dessus pour les simulations de l'UCLA, c'est-à-dire que la polarisation du speckle fort est soit parallèle à celle du speckle faible, soit orthogonale. Ainsi il a été possible de mettre en place deux configurations, l'une avec les polarisations croisées où seuls les processus cinétiques du speckle fort (I2) peuvent influer sur le speckle faible (I1) et l'autre avec les polarisations parallèles où toutes les perturbations de I2 agissent sur I1.

Lors de ces campagnes, en ouverture $f/9$, l'intensité du faisceau I2 a été fixée à une intensité suffisamment forte de façon à être dans le régime saturé SRS (*cf.* figure IV.1.1). A nouveau, le faisceau I1 a été focalisé dans le plasma sous le faisceau I2 avec un écart spatial

fixe de $\Delta x \approx 90$ µm, comme schématisé précédemment sur la figure III.3.5 et c'est le retard Δt entre les deux impulsions I1 et I2 qui a été modifié de tir à tir. Présentons tout d'abord les résultats obtenus pour la configuration en polarisations croisées, où la détection du signal de I1 est facilité grâce à un filtrage par polarisation en entrée de diagnostic.

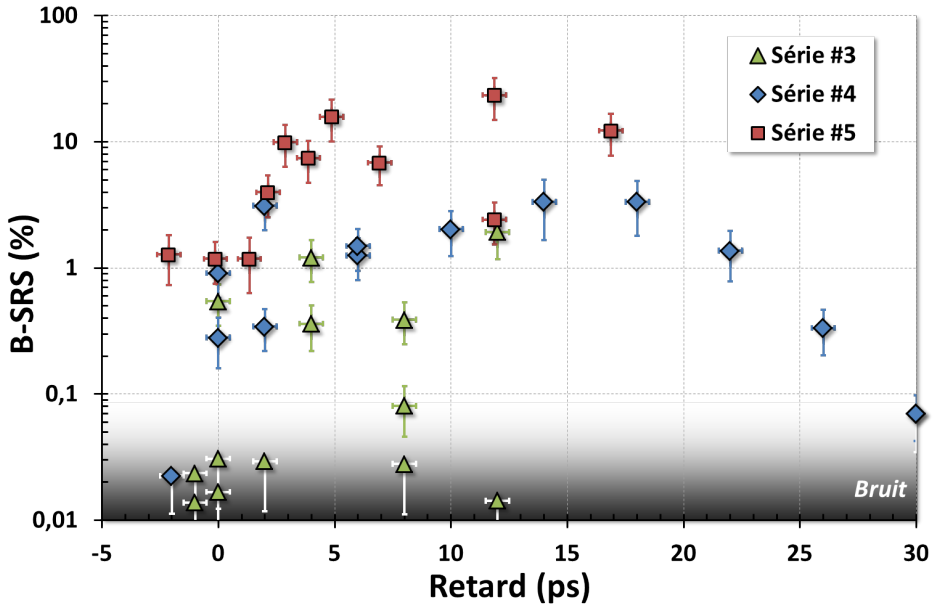


FIGURE V.2.3 – Courbe de réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle polarisations croisées pour trois couples d'intensités 1.4 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #3), 1.8 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #4) et 2 10^{15}-1.7 10^{16} W.cm^{-2} (série #5).

Trois séries ont été réalisées dans cette configuration, respectivement pour les couples d'intensité I1-I2 1.4 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #3), 1.8 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #4) et 2 10^{15}-1.7 10^{16} W.cm^{-2} (série #5). En accord avec la courbe de réflectivité monospeckle IV.1.1, à de telles intensités, le speckle faible est très proche du seuil de l'instabilité.

La figure V.2.3 présente les courbes de réflectivité du speckle faible obtenues par les diagnostics de rétrodiffusion intégrés en temps pour les trois séries. Intéressons-nous tout d'abord à la série #3 (*cf.* triangles verts) où I1 possède une intensité sous le seuil de déclenchement de l'instabilité. On remarque que la réflectivité de I1 est très fluctuante : pour un Δt fixé le speckle faible ne « s'allume » pas à chaque fois et pas toujours avec le même niveau de réflectivité. Le speckle est très faible, son comportement instable nécessite une perturbation suffisamment importante de la part de I2 et il est donc très sensible aux variations laser qui se produisent de tir à tir : énergie (±15%) et dépointage (±10 µm pour chacun des deux faisceaux).

Cette série met donc clairement en évidence le fait qu'un speckle fort avec la polarisation croisée peut rendre un speckle faible instable vis-à-vis de la diffusion Raman même si celui-ci se situe sous le seuil si isolé. Cependant, à une telle intensité, le comportement collectif est fluctuant et il n'est donc pas possible de conclure davantage sur le retard nécessaire conduisant au déclenchement de l'instabilité du speckle faible ainsi que sa réflectivité dans cette configuration.

La série (#4) a été réalisée en augmentant légèrement l'intensité de I1 (*cf.* losanges bleus) de manière à le placer au niveau du seuil de l'instabilité, tout en restant sous le seuil de détection des diagnostics de diffusion Thomson, pour essayer d'atténuer le comportement fluctuant de I1 grâce à des conditions favorables. L'imagerie de rétrodiffusion est plus sensible que le diagnostic Thomson et permet donc de mesurer un signal très faible pour I1 seul dans ces conditions (BSRS$\approx$ 0.1%). Pour les acquisitions bispeckle en revanche, le niveau de I1 isolé est équivalent au bruit de I2 sur l'imagerie, grâce à la réjection du signal I2 par filtrage en polarisation.

Pour Δt=-2 ps, le speckle faible arrive trop tôt et se comporte comme en régime isolé : il est stable vis-à-vis du Raman. Pour Δt=0 et 2 ps, le niveau de réflectivité de I1 croît doucement, de manière fluctuante. Pour ces retards courts de I1 par rapport à I2, l'amplitude des perturbations du plasma au niveau de I1 est très sensible aux variations laser : d'un tir à l'autre les speckles sont plus ou moins proches et plus ou moins intenses, il s'agit donc d'un intervalle de retard critique qui rend l'influence de I2 sur I1 fluctuante. A Δt =6 ps, le retard apparaît suffisant pour que le speckle faible s'allume systématiquement. I1 présente une réflectivité de quelques %, ce qui est cohérent avec les résultats de 2012. On retrouve de plus le même comportement persistant, à savoir que I1 devient toujours instable même en arrivant dans le plasma longtemps après le speckle fort, et ce pour des retards allant jusqu'à quelques 25 ps pour cette série. Pour une intensité très proche du seuil, on observe de manière plus claire la dynamique de la réflectivité de I1 selon Δt : celle-ci présente d'abord une croissance avec un niveau fluctuant car très sensible aux variations laser, puis atteint un régime plus stable avec au maximum $\sim$3% de rétrodiffusion pour $\Delta t \approx$16 ps avant de chuter doucement jusqu'à disparaitre pour $\Delta t \approx$30 ps.

Une dernière série a été réalisée (#5, carrés rouges sur la figure V.2.3) en augmentant encore légèrement l'intensité de I1. L'instabilité du speckle faible isolé est détectable (même en bispeckle) par l'imagerie de rétrodiffusion mais pas par diffusion Thomson. De plus, l'intensité du speckle fort a été augmentée d'un facteur 3. Dans cette configuration, le speckle faible seul présente une réflectivité de $\sim$1%, que l'on observe pour des Δt<2 ps. La pertur-

bation devient significative pour I1 à partir de Δt=2 ps où sa réflectivité commence à être amplifiée par rapport à son niveau initial. La réflectivité augmente jusqu'à atteindre un plateau d'environ 12% à partir de Δt=3 ps et qui persiste jusqu'à un retard d'au moins 17 ps. Ces résultats confirment les observations des deux séries précédentes, malgré une réflectivité plus élevée qui semble corrélée à la plus forte intensité du speckle fort.

Résumons les principales observations de cette étude expérimentale bispeckle en polarisations croisées avec une ouverture $f/9$:

- Le fait que l'instabilité de I1 se déclenche uniquement après un certain retard par rapport à I2 semble indiquer que la perturbation cinétique croît localement, au niveau du speckle faible, au cours du temps. Celle-ci semble donc nécessiter un certain temps pour se propager d'un speckle à l'autre, on parlera de temps de transit.
- L'intensité de I1 est un paramètre important sur le déclenchement de son instabilité. Plus l'intensité du speckle I1 est faible, plus la modification du plasma générée par I2 doit être importante pour permettre au speckle faible de devenir instable.
- Pour une intensité égale au seuil de déclenchement, on estime que le temps de transit des perturbations électroniques nécessaire pour que I1 s'allume de manière systématique est de l'ordre de $\sim$ 3 ps. En considérant que les perturbations se déplacent transversalement d'un speckle à l'autre, on estime que la vitesse de propagation transverse est de v_x $\sim$30 µm.ps^{-1}.
- Le niveau de saturation du speckle faible semble dépendre de l'intensité du speckle fort : plus I2 est fort et plus la réflectivité de I1 l'est également.
- L'efficacité et le timing du comportement collectif en polarisations croisées semblent sensibles à l'ouverture des faisceaux. En effet, pour une ouverture $f/12$ (*i.e.* séries #1 et #2), le speckle faible devient instable plus rapidement sous l'influence du speckle fort. Ce résultat semble néanmoins particulièrement inattendu.

V.2.3 Interaction bispeckle en polarisations parallèles

Intéressons-nous maintenant à l'interaction bispeckle en polarisations parallèles où toutes les perturbations, cinétiques et électromagnétiques, générées par I2 peuvent influer sur I1. Dans cette configuration, deux séries ont été réalisées avec pour couple d'intensités respectivement 1.6 10^{15}-5.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #6) et 1.9 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #7). Toutes les autres caractéristiques restent identiques à celles décrites pour l'interaction en polarisations croisées (*i.e.* l'espacement latéral, ouverture des faisceaux, ...).

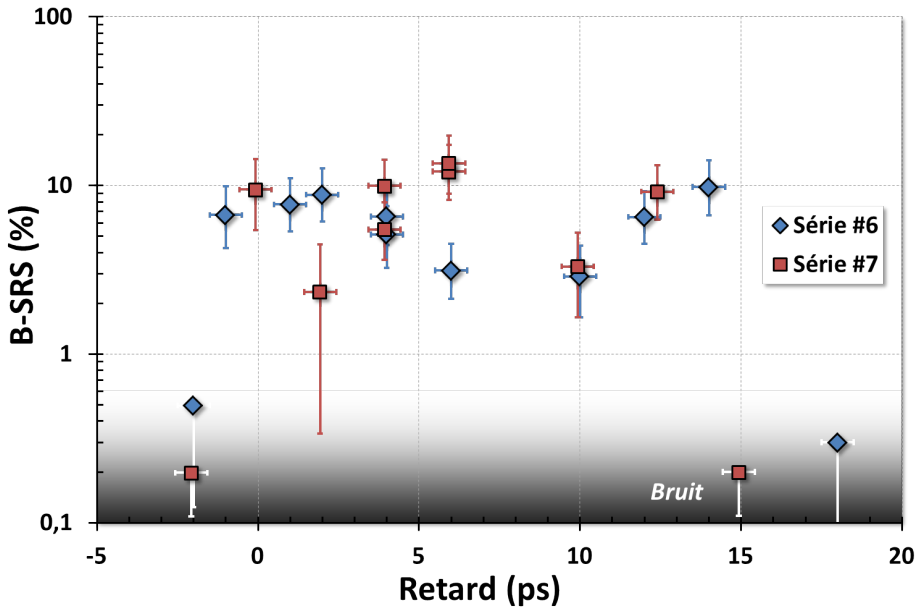


FIGURE V.2.4 – Courbe de réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle polarisations parallèles pour les couples d'intensité 1.6 10^{15}-5.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #6) et 1.9 10^{15}-6.5 10^{15} W.cm^{-2} (série #7).

Pour la série #6 (losanges bleus sur la figure V.2.4) de couple 1.6 10^{15}-5.5 10^{15} W.cm^{-2}, la réflectivité minimale mesurable de I1 est voisine du pour-cent, mais reste sous le seuil de détection de l'imagerie. La courbe de réflectivité dans cette configuration est présentée sur la figure V.2.4. A Δt =-2 ps, le speckle faible est légèrement instable, il émerge juste du bruit généré par le speckle fort et présente une réflectivité modérée de ∼0.5% . Il atteint très rapidement, pour un retard de -1 ps, un niveau de saturation de 7%. Le speckle faible, en polarisation parallèle, est sensible aux perturbations de I2 et devient instable avant l'intensité crête de ce dernier. La réflectivité présente un plateau, malgré une légère chute autour Δt=6 ps, et disparait à Δt=18 ps. Pour les grands Δt, le comportement asymptotique est le même que pour les séries en polarisations croisées, ce qui est attendu. En effet, pour des retards importants, les ondes électromagnétiques de vitesse proche de c ont disparu et seules les perturbations cinétiques peuvent encore être présentes et influer sur le speckle faible.

Par comparaison avec les séries précédentes en polarisations croisées #3 et #4, on constate que la réflectivité de I1 se déclenche pour des retards plus courts lorsque les polarisations sont parallèles. En effet les perturbations ondulatoires (*i.e.* rétrodiffusion de I2) sont plus rapides à se propager dans le plasma (*i.e.* de vitesse $\sim c$) et se dirigent vers I1 : le temps de transit est donc très court et l'influence du speckle fort sur le faible est quasi-instantanée. On rappelle que I2 est instable par Raman durant le front de montée de l'impulsion, ce qui permet à I1 de percevoir la perturbation avant l'intensité crête de I2 (*i.e.* Δt négatif) comme

expliqué pour la série #1.

Il est intéressant de noter, même si les tirs n'ont pas été doublés et qu'on ne peut pas réellement parler de statistique, que le comportement de la réflectivité aux Δt courts (quand les deux speckles sont quasiment synchrones) semble moins fluctuant en polarisations parallèles alors que l'intensité du speckle faible est voisine du seuil. Les perturbations ondulatoires semblent plus efficaces vis-à-vis du déclenchement de l'instabilité d'un speckle faible comme prédit par Winjum et al. (2013).

La série #7 (carrés rouges sur la figure V.2.4) a été réalisée avec des conditions en intensité des speckles faible et fort proches de celles de la série #6. La courbe de réflectivité est semblable à celle obtenue pour la série #6 avec cependant des fluctuations plus prononcées (les deux séries n'ont pas été réalisées la même année). Pour des conditions équivalentes, le comportement est donc reproductible, ce qui confirme la validité des observations expérimentales pour cette configuration en polarisations parallèles.

Résumons toutes ces observations dans le tableau V.1, qui donnent les caractéristiques de chacun des faisceaux ainsi que l'amplification de la réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle.

L'étude expérimentale de ces interactions bispeckle avec les polarisations croisées ou parallèles permet de dégager les conclusions préliminaires suivantes :

- Les perturbations ondulatoires (rétrodiffusion de I2), de vitesse $\sim$ 300 µm.ps^{-1}, déstabilisent le speckle faible de manière quasi-instantanée alors que les perturbations cinétiques nécessitent un certain retard qui est attribué au temps de transit des électrons du speckle fort au speckle faible avec une vitesse de $\sim$30 µm.ps^{-1}.
- Un speckle fort peut influer de manière instantanée sur un speckle faible et le rendre instable vis-à-vis de l'instabilité Raman alors que ce dernier se situe sous le seuil de déclenchement.
- Les perturbations cinétiques sont persistantes dans le plasma : même si un speckle faible arrive dans le plasma une dizaine de picosecondes après un speckle fort, la perturbation est toujours suffisante pour rendre ce premier instable.

V.2.4 Discussions

Dans la section II.3 a été introduite la notion de comportement collectif entre speckles. Cet effet a été mis en lumière et explicité grâce à des simulations réalisées par Yin et al. (2012, 2013) où un speckle fort perturbe le plasma et influe sur la stabilité d'un speckle voisin. Le speckle fort émet un flux d'électrons chauds ainsi que des ondes électromagnétiques. Dans ces

Série	Énergie (mJ)/ Intensité (W.cm^{-2}) I2	Énergie (mJ)/ Intensité (W.cm^{-2}) I1	Amplification réflectivité I1 en bispeckle / cas isolé
#1 - Croisée $f/12$	90 1.3 10^{16}	10 1.4 10^{15}	x10
#2 - Croisée $f/12$	90 1.3 10^{16}	7 9 10^{14}	x10
#3 - Croisée $f/9$	60 6.5 10^{15}	12 1.4 10^{15}	instable
#4 - Croisée $f/9$	60 6.5 10^{15}	16 1.8 10^{15}	x15
#5 - Croisée $f/9$	150 1.7 10^{16}	18 2 10^{15}	x10
#6 - Parallèle $f/9$	50 5.5 10^{15}	14 1.6 10^{15}	x20
#7 - Parallèle $f/9$	60 6.5 10^{15}	17 1.9 10^{15}	x10

TABLE V.1 – Caractéristiques des faisceaux I1, I2 et amplification de la réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle en polarisations croisées et parallèles.

simulations, l'instabilité du speckle faible se déclenche grâce aux électrons résonants en vitesse (*i.e.* aplanissement de la fonction de distribution des vitesses autour de v_ϕ) qui conduisent à la diminution de l'amortissement Landau, ainsi que par *seeding* électromagnétique. Cependant, ces simulations sont réalisées avec un plasma très amorti caractérisé par un facteur $k\lambda_D = 0.34$.

Dans nos expériences, la température électronique est nettement plus faible ce qui donne un facteur $k\lambda_D = 0.166$: l'amortissement initial est assez faible. L'abaissement de l'amortissement Landau n'est peut être pas une perturbation suffisamment importante pour permettre au comportement collectif de se développer. Pour s'en assurer, analysons les différents amortissements dans nos conditions expérimentales. La figure V.2.5 présente l'amortissement des ondes plasma électroniques $\nu_2 = \nu_L + \nu_{ei}/2$ (*cf.* équation II.2.14) en fonction de la densité et de la température électronique. Pour une température de 300 eV, l'amortissement ν_2 est faible

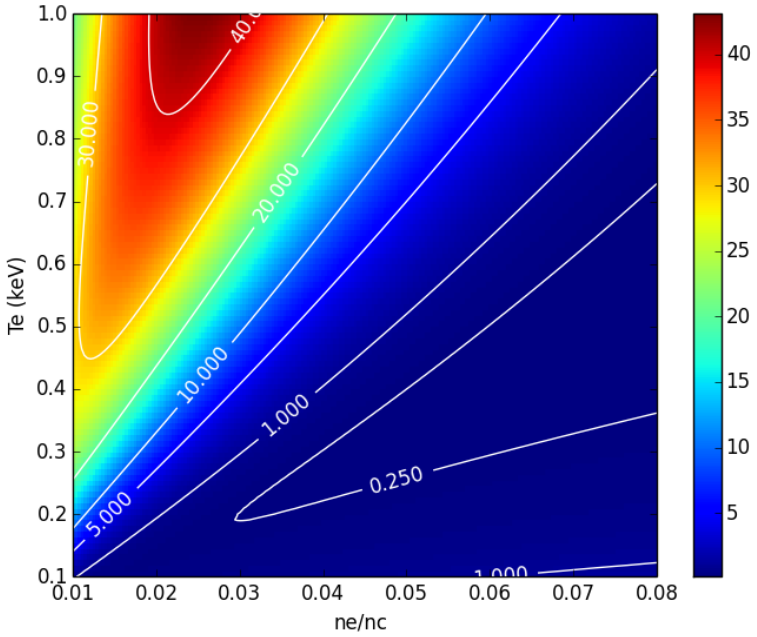


FIGURE V.2.5 – Amortissement des ondes plasma électroniques $\nu_2 = \nu_L + \nu_{ei}/2$ en ps^{-1} selon la densité et la température électronique.

sur notre gamme de densité électronique [0.02; 0.08] n_c, excepté pour de densités inférieures à 0.03 n_c où le temps caractéristique d'amortissement (*i.e.* $1/\nu_2$) devient inférieur à la picoseconde. En revanche, le taux d'amortissement ν_2 devient rapidement plus important lorsque la température augmente. Cette hausse de ν_2 est due à une forte augmentation de l'amortissement Landau, comme on l'observe sur les figures V.2.6 et V.2.7 donnant respectivement le taux d'amortissement Landau ν_L et collisionnel $\nu_{ei}/2$ selon la densité et de la température électronique. Nos conditions expérimentales se situent donc dans un régime critique où l'amortissement des EPW, pour notre gamme de densité, varie fortement avec la température électronique. Néanmoins, le taux d'amortissement Landau initial (*i.e.* $T_e \approx 300$ eV) est déjà faible : son abaissement par la perturbation électronique ne semble pas expliquer le déclenchement de l'instabilité d'un speckle faible. Il est donc pertinent d'évoquer d'autres pistes pouvant expliquer l'effet de la perturbation électronique dans le comportement collectif entre speckles.

Une seconde piste caractérisant l'effet des électrons émis par le speckle fort est la hausse des fluctuations électroniques $\delta n/n$ de caractéristiques résonantes avec le développement de l'instabilité Raman du speckle faible (*cf.* équations II.2.1 et II.2.2). Cette hausse peut être due à une augmentation générale du bruit électronique dans le plasma par le flux d'électrons émis par le speckle fort (Nicholson, 1983) ou encore par la présence d'ondes plasma électroniques

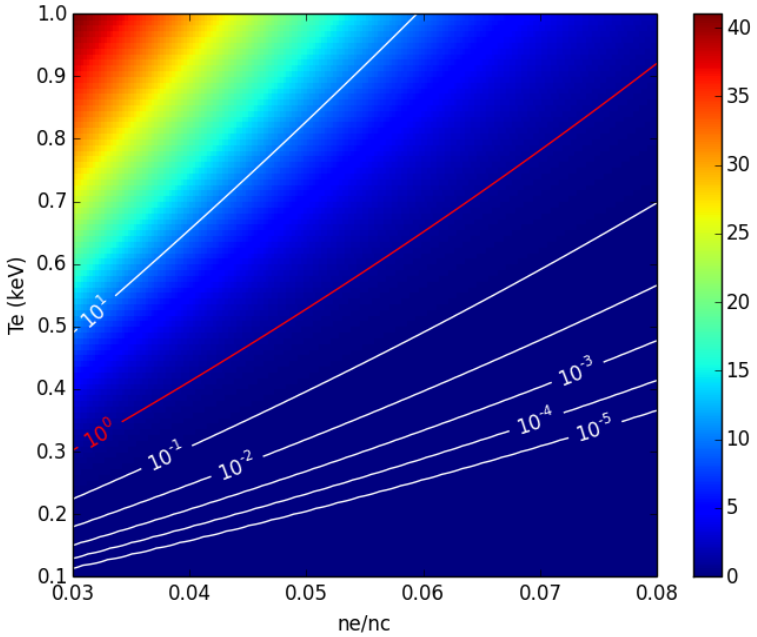


FIGURE V.2.6 – Amortissement Landau des ondes plasma électroniques ν_L en ps^{-1} selon la densité et la température électronique.

du speckle fort dans le volume du speckle faible du fait de leur grande extension transverse observée précédemment (*cf.* figures IV.1.4a et IV.1.5). Expérimentalement, il n'est pas possible de discriminer quel est l'effet prépondérant des électrons qui conduit à l'instabilité du speckle faible : il est donc nécessaire de se tourner vers une étude numérique pour analyser de manière plus détaillée l'interaction.

Pour clore ces discussions, intéressons-nous maintenant à la persistance des perturbations électroniques dans le plasma qui subsistent une dizaine de picosecondes après l'instabilité Raman du speckle fort. Initialement, le temps caractéristique d'amortissement $1/\nu_2$ est de 3-5 ps à 300 eV sur l'intervalle de densité $[0.04;\ 0.08]\, n_c$. Seule une diminution de cet amortissement initial, soit de l'amortissement Landau et de l'amortissement collisionnel, peut justifier la présence de la perturbation électronique après une dizaine de picoseconde.

Pour $n_e = 0.06\, n_c$, le temps caractéristique d'amortissement collisionnel augmente avec la température électronique et atteint la dizaine de picoseconde pour $T_e \geq 600$ eV. Cependant à cette température, et à cette densité, l'amortissement Landau devient quant à lui important, de temps caractéristique ~ 1.8 ps. Néanmoins, il a déjà été discuté de son abaissement sous l'effet d'une population électronique de vitesse centrée autour de la vitesse de phase de l'EPW. Ainsi, seule l'action conjuguée d'un chauffage électronique modéré et de la présence d'une

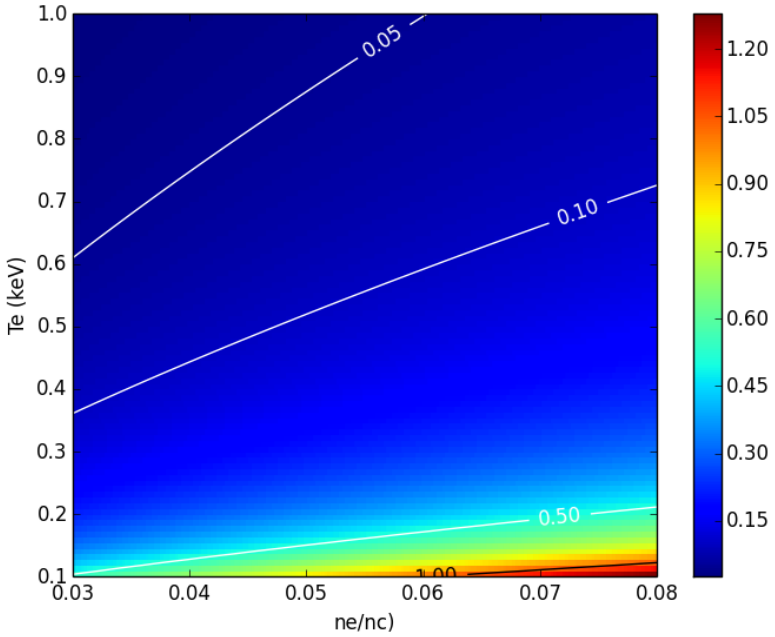


FIGURE V.2.7 – Amortissement collisionnel des ondes plasma électroniques $\nu_{ei}/2$ en ps^{-1} selon la densité et la température électronique.

population électronique de vitesse $\approx v_\phi$ semble pouvoir induire une diminution suffisante de l'amortissement ν_2 à des temps de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Dans notre régime, l'abaissement de l'amortissement Landau ne semble pas être l'effet prépondérant induisant l'instabilité du speckle faible, il reste néanmoins important car il peut expliquer la persistance de la perturbation électronique dans le plasma sur des durées de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Il faut cependant garder à l'esprit que si la température électronique augmente à cause du speckle fort, le speckle faible arrive dans un plasma plus amorti par Landau et est donc encore plus stable (*i.e.* le seuil est plus élevé). L'instabilité de ce dernier nécessite donc d'autant plus un abaissement de l'amortissement Landau.

V.3 Étude numérique de la configuration bispeckle en polarisations croisées et parallèles

Une étude numérique a été réalisée de manière à comprendre et interpréter les observations expérimentales précédentes et pouvoir ainsi conclure sur les contributions respectives des processus cinétiques et ondulatoires dans le développement du comportement collectif à deux speckles. On va tout d'abord présenter les résultats numériques avec les polarisations croisées en s'intéressant particulièrement à la discrimination des différents effets électroniques

pouvant conduire au comportement collectif. Puis, nous nous intéresserons au cas des polarisations parallèles, et terminerons par une comparaison entre les observations numériques et expérimentales précédentes.

Ce travail a été possible grâce à l'utilisation du code particulaire CALDER (Lefebvre et al., 2003) et à la mise en place des diagnostics numériques spécifiques développés par L. Gremillet. Une description sommaire d'un code PIC ainsi que les caractéristiques des simulations numériques (résolutions, temps, maillage, ...) sont présentées dans l'annexe A. Cette étude numérique a principalement consisté en deux simulations 2D de la configuration bispeckle en polarisations croisées pour l'une et en polarisations parallèles pour l'autre. Les caractéristiques numériques ont été choisies de manière à se rapprocher le plus possible de la configuration expérimentale, garantissant des temps de calcul acceptables (*i.e.* plusieurs centaines d'heures sur 2000 processeurs). Pour cela, deux impulsions laser de profils gaussiens en temps et en espace, 1.38 ps et 16 µm FWHM (*i.e.* ouverture numérique $f/12$), avec pour intensités respectives 1 10^{15} W.cm^{-2} et 1.4 10^{16} W.cm^{-2} et espacées latéralement de 40 µm (centrées respectivement en $x = 20$ et $x = -20$ µm) ont été envoyées dans une boîte de 580×195 µm. Celle-ci contient un plasma de profil longitudinal (selon z) parabolique de densité électronique allant de 0.026 à 0.08 n_c (*cf.* figure V.3.1), en accord avec les mesures expérimentales, et de profil transverse (selon x) homogène. La température est initialisée à 0.3 keV pour les électrons et à 0.07 keV pour les ions. On définit l'origine des temps t=0 ps comme l'instant où débute la simulation. Le maximum de l'impulsion forte arrive dans la boîte ($z = 0$ µm) à $t = 1.38$ ps et l'impulsion faible est envoyée avec un retard Δt=+2 ps par rapport à la forte, le maximum arrive donc dans la boîte à $t = 3.38$ ps. Le plan de meilleure focalisation des deux impulsions se situe à $z = 480$ µm et correspond à une densité de $\sim 0.075\ n_c$. Une zone sans plasma en entrée de boîte permet, entre autres, de mesurer les champs électromagnétiques dans ce plan pour obtenir une estimation de la réflectivité.

V.3.1 Simulation du speckle faible seul

Avant toute chose, présentons la simulation du speckle faible seul de manière à définir son comportement de référence en régime isolé. Pour cette simulation, les caractéristiques du speckle faible sont analogues à celle décrites précédemment (*i.e.* impulsion laser d'intensité 1 10^{15} W.cm^{-2}, centrée en $x = 20$ µm) mis à part l'instant d'arrivée du maximum de l'impulsion dans le boîte : celui-ci arrive dans la boîte à $t = 1.38$ ps. Les figures V.3.2a et V.3.2b présentent le spectre dans le plan k_z résolus transversalement obtenus par transformée de Fourier des fluctuations de densité électronique selon l'axe de propagation pour les régions $z = [288; 352]$µm et $z = [480; 544]$µm mesurés à t=3.56 ps. On observe la présence d'un

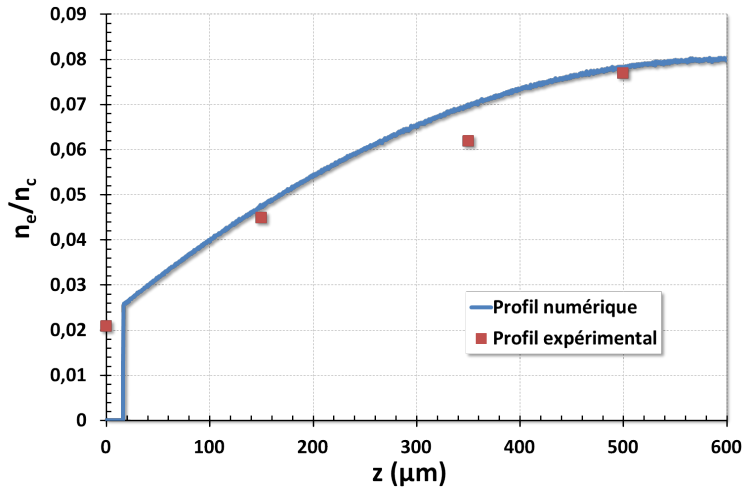
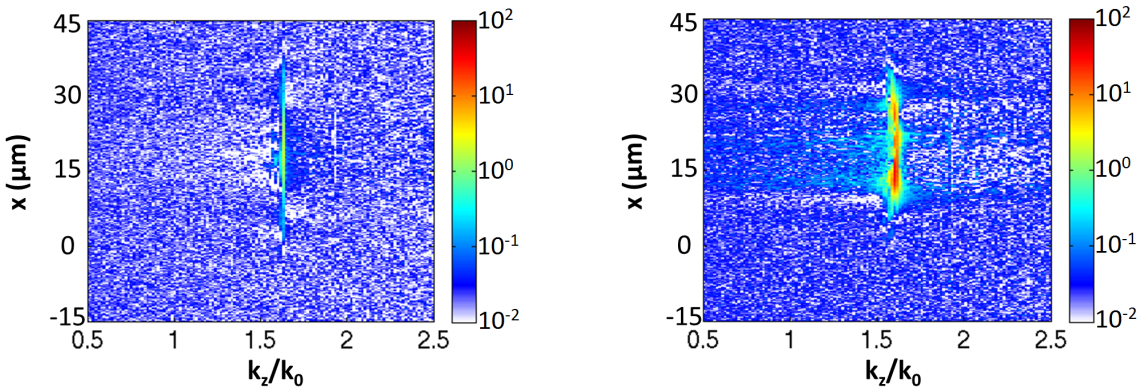


FIGURE V.3.1 – Profil longitudinal de densité électronique utilisé dans les simulations CALDER ainsi que les mesures expérimentales..



(a) $z = [288; 352]$µm (b) $z = [510; 578]$µm

FIGURE V.3.2 – Spectres k_z des fluctuations électroniques résolus transversalement pour les portions $z = [288; 352]$µm et $z = [480; 544]$µm à t=3.56 ps. On observe les EPW associées au SRS du speckle.

mode $k_z = 1.7\,k_0$ qui correspond aux ondes plasma électroniques associées à l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Ce mode, et donc l'instabilité Raman, est présent dans le plasma sur le domaine $z \geq 290$ µm qui correspond à des densités $n_e \gtrsim 0.065\,n_c$. En se référant à la figure V.2.5 il s'agit de la portion du plasma où l'amortissement ν_2 est le plus faible et donc la zone la plus propice au développement de la diffusion Raman.

L'instabilité Raman apparaît au temps $t = 2.67$ ps dans la région $z = [288; 352]$µm, soit 230 fs après le maximum de l'impulsion localement et à $t = 2.97$ ps dans le plan de focalisation ($z = 480$ µm), ce qui correspond au maximum de l'impulsion laser localement.

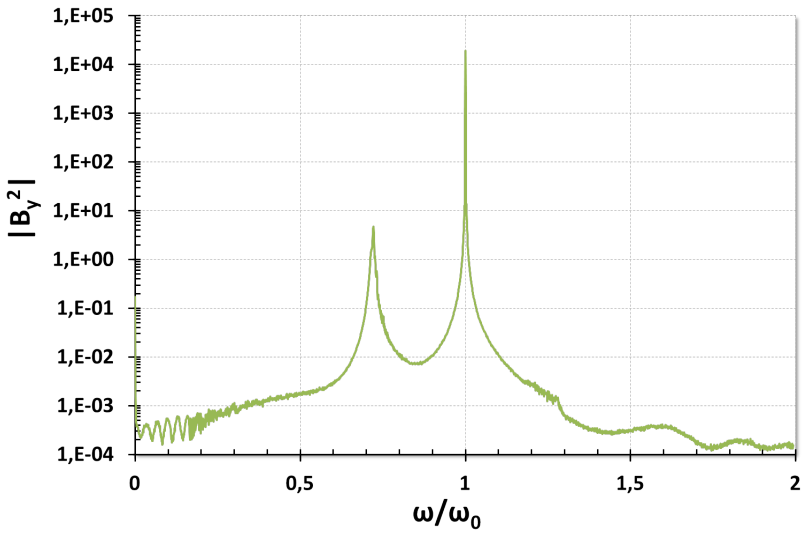


FIGURE V.3.3 – Spectre du champ électromagnétique $\left|B_y^2\right|$ mesuré à l'entrée de la boîte. On observe deux composantes : à gauche la rétrodiffusion et à droite l'onde laser incidente.

On mesure dans la zone sans plasma à la position ∼2 µm le champ électromagnétique B_y instantané (*i.e.* avec une résolution de 0.75 fs) que l'on analyse spectralement sur une durée de 4.35 ps (cf figure V.3.3). Il apparaît deux composantes : la première à $\omega = \omega_0$ qui correspond à l'onde laser incidente, la deuxième centrée autour de $\omega = 0.7\ \omega_0$ qui correspond à la rétrodiffusion. Ce spectre du champ électromagnétique permet d'estimer la valeur de la réflectivité du speckle en intégrant l'énergie sur les deux domaines spectraux suivants : $[0.98\,;\,1.02]\omega_0$ pour l'onde incidente et $[0.6\,;\,0.98]\omega_0$ pour la rétrodiffusion. On trouve ainsi une réflectivité de ∼0.15% : l'instabilité du speckle est très faible.

L'instabilité Raman se développe donc faiblement, uniquement dans la zone du plasma la plus faiblement amortie et pour l'intensité crête de l'impulsion laser : il s'agit donc d'une intensité critique pour le déclenchement de l'instabilité Raman que l'on considère comme notre intensité seuil numérique.

V.3.2 Simulation bispeckle en polarisations croisées

Présentons d'abord les résultats de la simulation bispeckle en polarisations croisées. L'avantage de cette configuration est qu'elle permet par définition une discrimination aisée des champs électromagnétiques associés à chacun des deux speckles. L'observation principale à propos de cette simulation est que le speckle faible reste quasiment stable et n'est que très légèrement influencé par les perturbations cinétiques du speckle fort. On l'observe clairement sur la figure V.3.4 qui présente le champ laser E_y de l'onde laser faible : celle-ci ne se couple que très peu au plasma et s'y propage sans être fortement perturbée. En étudiant

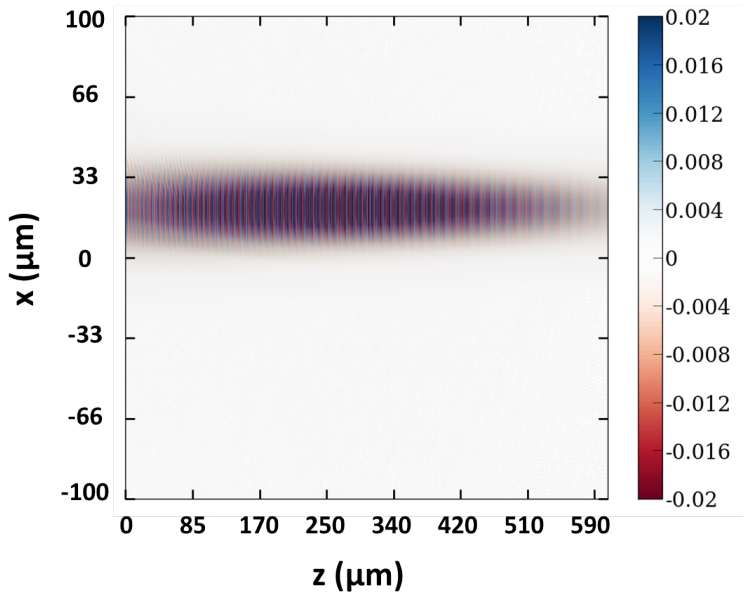


FIGURE V.3.4 – Champ E_y associé au speckle faible mesurée à 4.15 ps. L'onde laser du speckle faible se propage dans le plasma sans perturbation majeure.

plus finement la propagation de cette onde, il apparaît qu'elle se couple aux modes plasma uniquement sur une région limitée et de manière peu efficace. En réalisant une transformée de Fourier des fluctuations de densité électronique selon l'axe de propagation laser (*cf.* figure V.3.5), on retrouve la présence du mode $k_z = 1.7\,k_0$ correspond aux EPW associées à l'instabilité de diffusion Raman. Celui-ci est présent à la hauteur du speckle faible seulement sur la région $z = [32; 96]$µm (*i.e.* $n_e = [0.03;\ 0.04]n_c$) et apparaît au temps t=3.26 ps, soit 350 fs avant le maximum de l'impulsion faible.

Le comportement du speckle faible est différent de son comportement en régime isolé et il y a bien influence du speckle fort voisin. Son instabilité Raman se déclenche dans une zone du plasma plus fortement amortie et surtout beaucoup plus tôt, avant l'intensité crête de l'impulsion. Cependant, l'instabilité du speckle faible observée en profondeur en régime isolé (i.e. en $z \geq$290 µm), ne se déclenche pas dans cette configuration bispeckle. Le couplage du speckle faible avec le plasma dès le début de boîte ainsi que le speckle fort qui modifie l'environnement plasma modifie le comportement du speckle faible en profondeur.

Estimons la réflectivité du speckle faible. Pour cela, on mesure le champ électromagnétique E_y instantané (*i.e.* avec une résolution de 0.75 fs) associé au speckle faible dans la zone sans plasma à la position $\sim$ 2 µm. En l'analysant spectralement sur une durée de 5.9 ps (*cf.* courbe bleue sur la figure V.3.6), il apparaît cette fois trois composantes : la première à $\omega = \omega_0$ qui correspond à l'onde laser incidente, la deuxième centrée autour de ω=0.8 ω_0

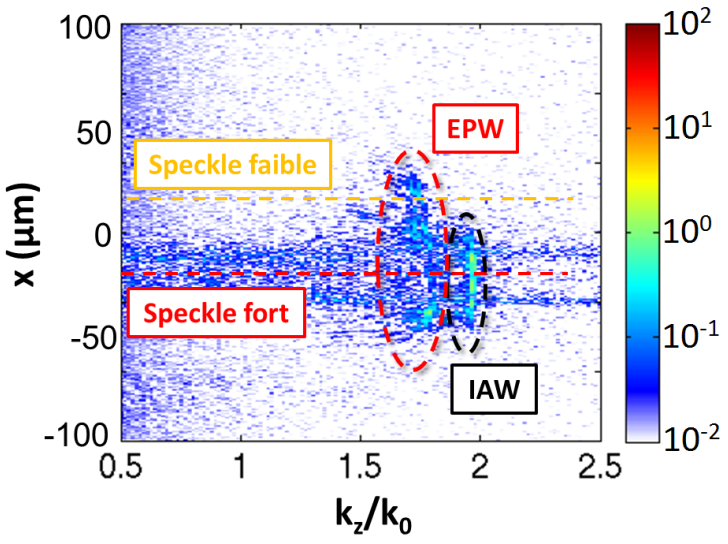


FIGURE V.3.5 – Spectre k_z des fluctuations électroniques résolu transversalement pour la portion $z = [32; 96]$µm à t=3.26 ps. On observe les EPW associées au SRS de chacun des deux speckles ainsi que les IAW associées au SBS du speckle fort.

qui correspond à la rétrodiffusion et la troisième à $\omega = 1.2\,\omega_0$ qui est certainement due à un couplage secondaire. D'après la relation II.2.1, ces ondes rétrodiffusées proviennent d'un couplage Raman produit à une densité de 0.04 n_c ce qui est approximativement en accord avec l'observation de l'instabilité uniquement pour la région z=[32 ; 96]µm. En intégrant l'énergie sur les deux domaines spectraux suivants : [0.98 ; 1.02]ω_0 pour l'onde incidente et [0.6 ; 0.98]ω_0 pour la rétrodiffusion ; on estime la réflectivité du speckle faible à ∼0.25%. Ceci confirme que le speckle faible est globalement stable vis-à-vis de l'instabilité Raman, excepté pour une région précise du plasma. Le spectre associé au speckle fort (*cf.* courbe rouge sur la figure V.3.6) donne, quant à lui, une réflectivité de quelques 40%.

Analysons maintenant les différentes pistes détaillées précédemment pour expliquer l'action de la perturbation cinétique sur le speckle faible afin de déterminer si il y a prépondérance de l'un des effets dans notre régime peu amorti (*i.e.* abaissement de l'amortissement Landau et/ou augmentation des fluctuations électroniques). Tout d'abord, nous allons étudier l'abaissement de l'amortissement Landau (*i.e.* électrons chauds de vitesse centrée autour de v_ϕ) et son effet sur le speckle faible. Observons la présence de la perturbation cinétique en mesurant la fonction de distribution des vitesses électroniques longitudinales à différents instants pour la position $x = 20$ µm (*i.e.* la hauteur du speckle faible) et intégrée sur toute la portion z=[32 ; 96]µm où il est instable (*cf.* figure V.3.7). On constate que l'effet de la perturbation

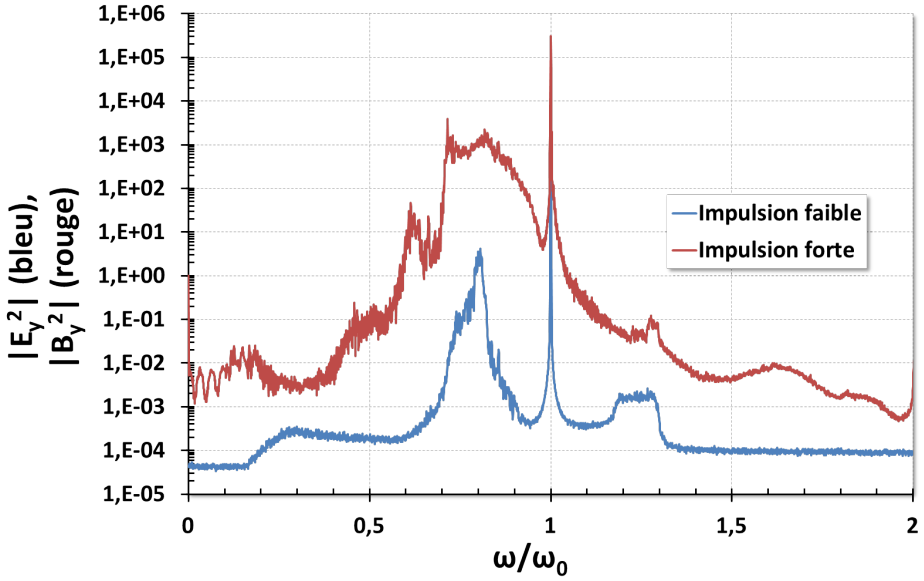


FIGURE V.3.6 – Spectres des champs électromagnétiques $\left|E_y^2\right|$ associé au speckle faible et $\left|B_y^2\right|$ associé au speckle fort, mesurés à l'entrée de la boîte. On observe trois composantes par spectre : à gauche la rétrodiffusion, au milieu l'onde laser incidente et à droite un couplage secondaire.

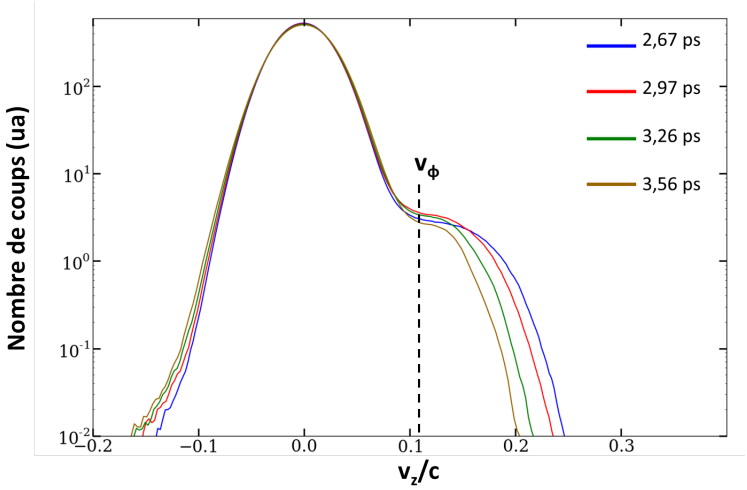


FIGURE V.3.7 – Fonction de distribution électronique à la hauteur du speckle faible $x = 20\,\mu\text{m}$ et intégrée sur la portion $z = [32;\ 96]\mu\text{m}$ à différents instants. On observe l'évolution de la perturbation cinétique.

cinétique est maximal aux temps [2.97 ; 3.26]ps, ce qui correspondant à l'instant où les ondes plasma électroniques associées au speckle faible apparaissent. Pour les temps supérieurs, le plateau de la fonction de distribution autour de v_ϕ s'abaisse, le nombre d'électrons résonants diminue ce qui traduit la disparition de la perturbation cinétique : la population électronique locale tend à retourner vers un état d'équilibre. Temporellement, la présence locale de la

population d'électrons chauds est cohérente avec le déclenchement de l'instabilité du speckle faible. De plus, on note un contraste de 2.5 ordres de grandeur environ entre le maximum de la fonction de distribution et le plateau au maximum de la perturbation. On considère dans la suite qu'il faut donc un contraste de 2.5-3 ordres de grandeurs pour que la perturbation soit efficace.

Intéressons-nous à la diffusion spatiale de ces électrons résonants, c'est-à-dire à ceux dont la vitesse selon l'axe de propagation vérifie $v_z \approx v_\phi$ et qui influent sur l'amortissement Landau. Ces électrons résonants sont caractérisés par la vitesse suivante, en unité normalisée

$$\frac{v_z}{c} = \left(\frac{k_B T_e}{mc^2}\frac{1}{(k_2\lambda_D)^2}\right)^{1/2}. \tag{V.3.1}$$

La vitesse de résonance est donc dépendante de la densité, qui pour sa part dépend de la position à laquelle est réalisée l'observation. Observons la propagation transverse au cours du temps de ces électrons résonants à une position z donnée et donc à une densité donnée. On réalise cette mesure pour trois positions longitudinales : $z = 64\,\mu\text{m}$ (*i.e.* $v_z/c \approx 0.1$) qui correspond à l'endroit où le speckle faible est instable, $z = 256\,\mu\text{m}$ (*i.e.* $v_z/c \approx 0.15$) correspondant au milieu de la boîte et $z = 512\,\mu\text{m}$ (*i.e.* $v_z/c \approx 0.17$) se situant près de la fin de la boîte, avec un filtre en vitesse de largeur $\Delta v = 0.026\,c$.

Observons tout d'abord la position $z = 64\,\mu\text{m}$ où le speckle faible présente une instabilité (*cf.* figure V.3.8). On remarque clairement les électrons chauds générés par le speckle fort à la hauteur $x = -20\,\mu\text{m}$ à partir de 1.25 ps (ce qui est en accord avec l'apparition des modes k_z associés au speckle fort, non présentés ici). Une grande partie de ces électrons reste confinée dans l'extension transverse de l'onde mais une part non négligeable se propage transversalement. En se basant sur la fonction de distribution des vitesses électroniques V.3.7, on considère que la population doit être au minimum composée de $10^{-2.5}$ électrons (valeur numérique normalisée à la densité électronique locale) pour que la perturbation cinétique associée ait un effet. Ces électrons chauds se propagent transversalement jusqu'à ∼35 µm de part et d'autre du point focal en $x = -20\,\mu\text{m}$, ils atteignent marginalement la hauteur du speckle. En mesurant la pente du flux de cette population d'électrons (*i.e.* distance transverse parcourue au cours du temps représentée en pointillés rouges), on trouve que la vitesse de

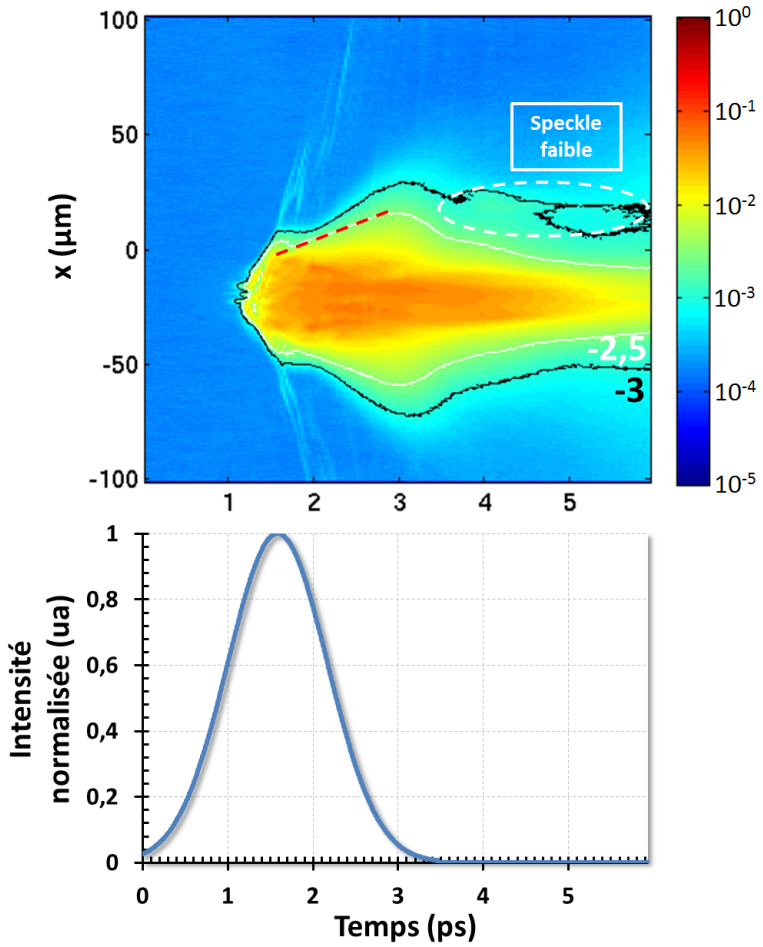


FIGURE V.3.8 – Densité normalisée des électrons de vitesse $v_z \approx v_\phi$ résolue selon l'axe transverse x au cours du temps et intensité de l'impulsion laser forte à la position $z = 64\,\mu$m. Sont tracées les iso-densités de contraste -2.5 et -3.

diffusion transverse v_x est de 17 µm.ps^{-1} environ. Précisons qu'il s'agit d'une vitesse obtenue en mesurant le temps pour que le nuage d'électrons de vitesse $v_z \approx v_\phi$ parcoure la distance x, dans un plan z fixe. La perturbation cinétique s'atténue ensuite, les électrons sont de moins en moins nombreux transversalement et tendent à n'être présents que sur l'axe. Notons de plus que l'onde faible génère elle aussi quelques électrons chauds à partir de t=4 ps, ce qui confirme sa faible activité Raman.

Pour les positions z=256 et 512 µm (*cf.* figures V.3.9 et V.3.10), les électrons résonants se propagent sur des distances transverses beaucoup plus importantes, jusqu'à ∼65 µm de part et d'autre. Les vitesses de diffusion v_x du flux de $10^{-2.5}$ électrons sont ici respectivement de 25 et 30 µm.ps^{-1}. En reliant ces trois vitesses v_x obtenues à trois densités différentes, il apparaît que celle-ci est égale à $\sim \frac{1}{2}v_\phi$. On considère dans la suite une vitesse transverse $v_x = 25\,\mu$m.ps^{-1} correspondant à la densité 0.06 n_c. Une fois que la perturbation cinétique a atteint

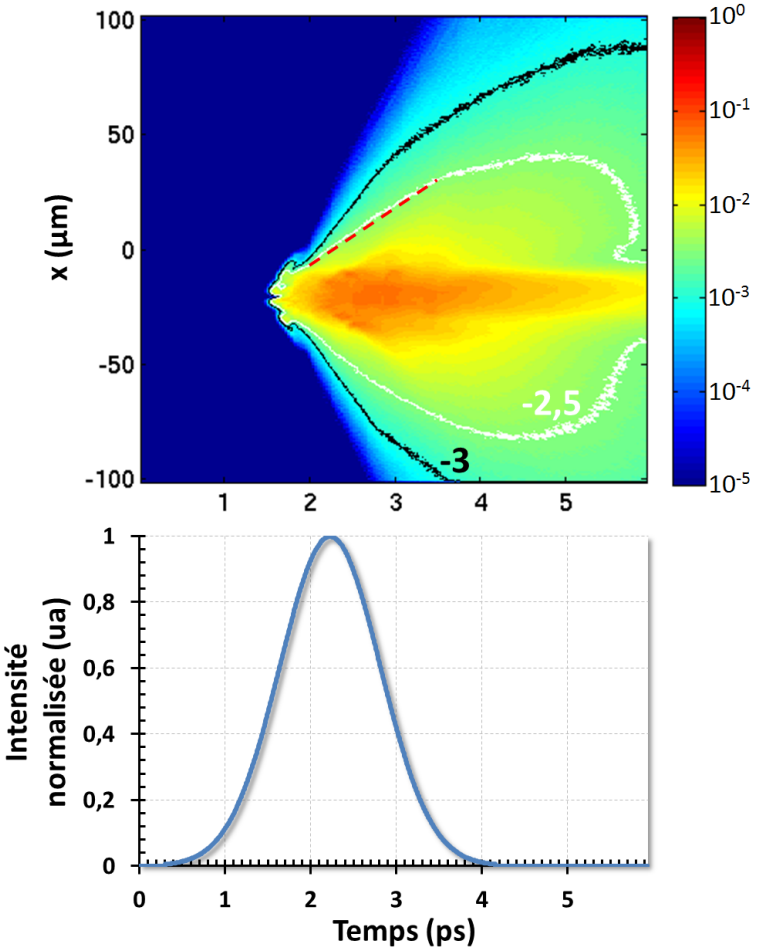


FIGURE V.3.9 – Densité normalisée des électrons de vitesse $v_z \approx v_\phi$ résolue selon l'axe transverse x au cours du temps et intensité de l'impulsion laser forte à la position $z = 256\,\mu$m. Sont tracées les iso-densités de contraste -2.5 et -3.

le speckle faible, elle y reste présente durant ~ 3 ps avant de légèrement s'atténuer : le nombre d'électrons résonants reste dans l'intervalle $[10^{-2.5}; 10^{-3}]$. On n'observe pas d'atténuation majeure de l'extension transverse de la perturbation durant toute la durée de la simulation (6 ps) pour ces deux positions, contrairement à $z = 64\,\mu$m. On peut néanmoins supposer que le comportement à des temps plus longs est analogue, c'est-à-dire que l'extension transverse décroît fortement et que les électrons résonants tendent à rester confinés au niveau de l'axe du speckle fort.

La vitesse de diffusion v_x obtenue correspond à la moitié de la vitesse de phase de l'onde plasma électronique, ce qui correspond à une vitesse transverse très élevée et non attendue. Pour interpréter ce résultat, on réalise une transformée de Fourier des fluctuations de densité électronique au niveau du speckle fort sur le volume z=[32 ; 96]µm et x=[-28 ; -12]µm pour obtenir la figure V.3.11 qui présente le spectre $|n_e|^2$ dans le plan $(k_z - k_x)$ caractérisant l'onde

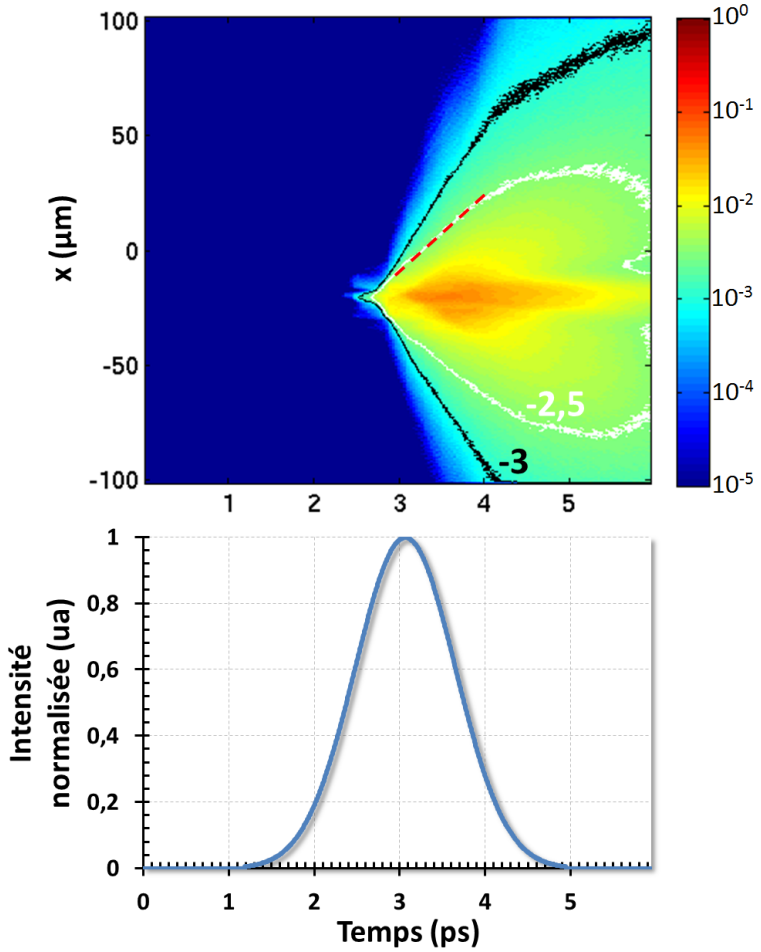


FIGURE V.3.10 – Densité normalisée des électrons de vitesse $v_z \approx v_\phi$ résolue selon l'axe transverse x au cours du temps et intensité de l'impulsion laser forte à la position $z = 512\,\mu$m. Sont tracées les iso-densités de contraste -2.5 et -3.

plasma électronique associée au speckle fort au maximum de l'instabilité Raman (t=1.48 ps). On remarque la présence de modes transverses piqués autour de $(k_z,\, k_x) \approx (1.6,\, 0.4)\, k_0$ dus au *bowing* de l'EPW. Cette courbure de l'EPW permet la diffusion transverse, à un angle $\sim 15°$, des électrons chauds de vitesse proche de la vitesse de phase, ce qui correspond à un incrément de 0.25 v_ϕ à la vitesse transverse v_x et peut expliquer les vitesses transverses importantes obtenues précédemment. Pour confirmer la présence de vitesses transverses importantes, on observe la distribution des vitesses électroniques transverses v_x résolues selon la position transverse mesurée à la position $z = 64\,\mu$m (*i.e.* $v_x = 0.06\,c$), 300 fs avant le début de l'instabilité du speckle faible (*cf.* figure V.3.12). Précisons qu'il s'agit des vitesses transverses de tous les électrons et pas seulement de ceux ayant une vitesse $v_z \approx v_\phi$. On observe clairement, au niveau du speckle faible en y=20 µm, la présence d'électrons de vitesse $v_x = 0.06\,c = 17\,\mu\text{m.ps}^{-1}$ qui confirme la cohérence de la vitesse électronique transverse obtenue

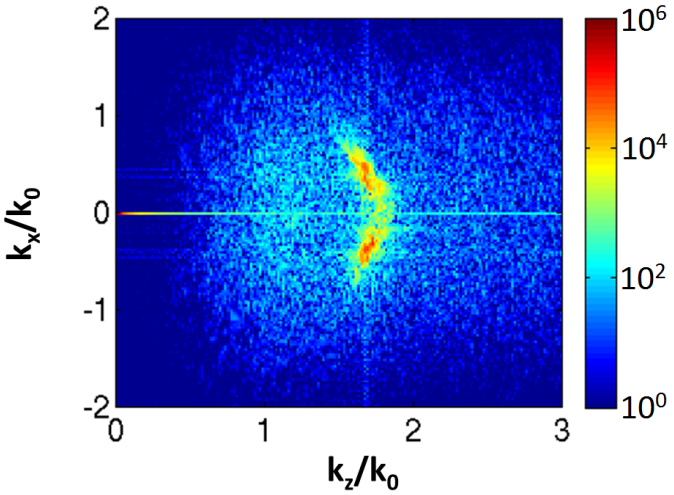


FIGURE V.3.11 – Spectre dans le plan k_z-k_x des fluctuations électroniques $|n_e|^2$ intégrées sur la portion z=[32 ; 96]µm et x=[-28 ; -12]µm à t=1.48 ps correspondant au maximum de l'instabilité Raman du speckle fort. On observe la présence de modes transverses dus au *bowing* de l'EPW.

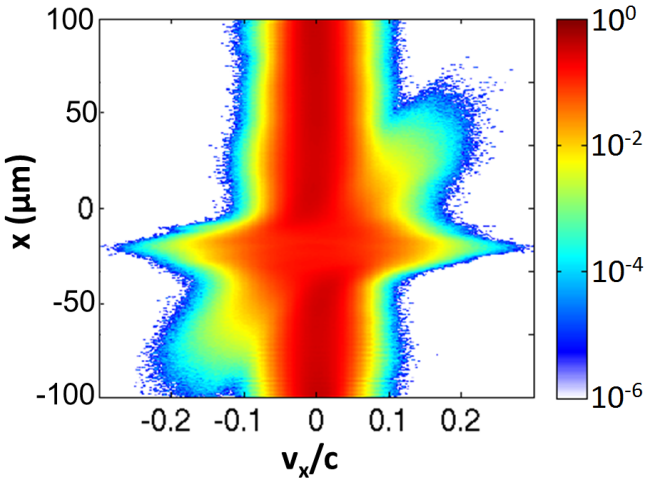


FIGURE V.3.12 – Vitesses électroniques transverses selon l'axe transverse à la position z = 64 µm et à l'instant t=2.95 ps.

par la figure V.3.8. On vérifie également, sans le présenter ici, la présence d'électrons de vitesse v_x au niveau du speckle faible cohérente avec les valeurs obtenues précédemment pour les positions z=256 et 512 µm (i.e. figures V.3.9 et V.3.10), à savoir $v_x = 0.08$ et $0.1\,c$.

En conclusion, malgré la présence des électrons résonants à la hauteur du speckle faible sur toute la longueur de propagation, celui-ci reste néanmoins stable en moyenne. Il semble donc que numériquement, l'abaissement local de l'amortissement Landau ne suffise pas à déclencher de manière efficace l'instabilité Raman d'un speckle faible. Il ne s'agit donc pas

de l'effet électronique prépondérant dans notre régime d'interaction.

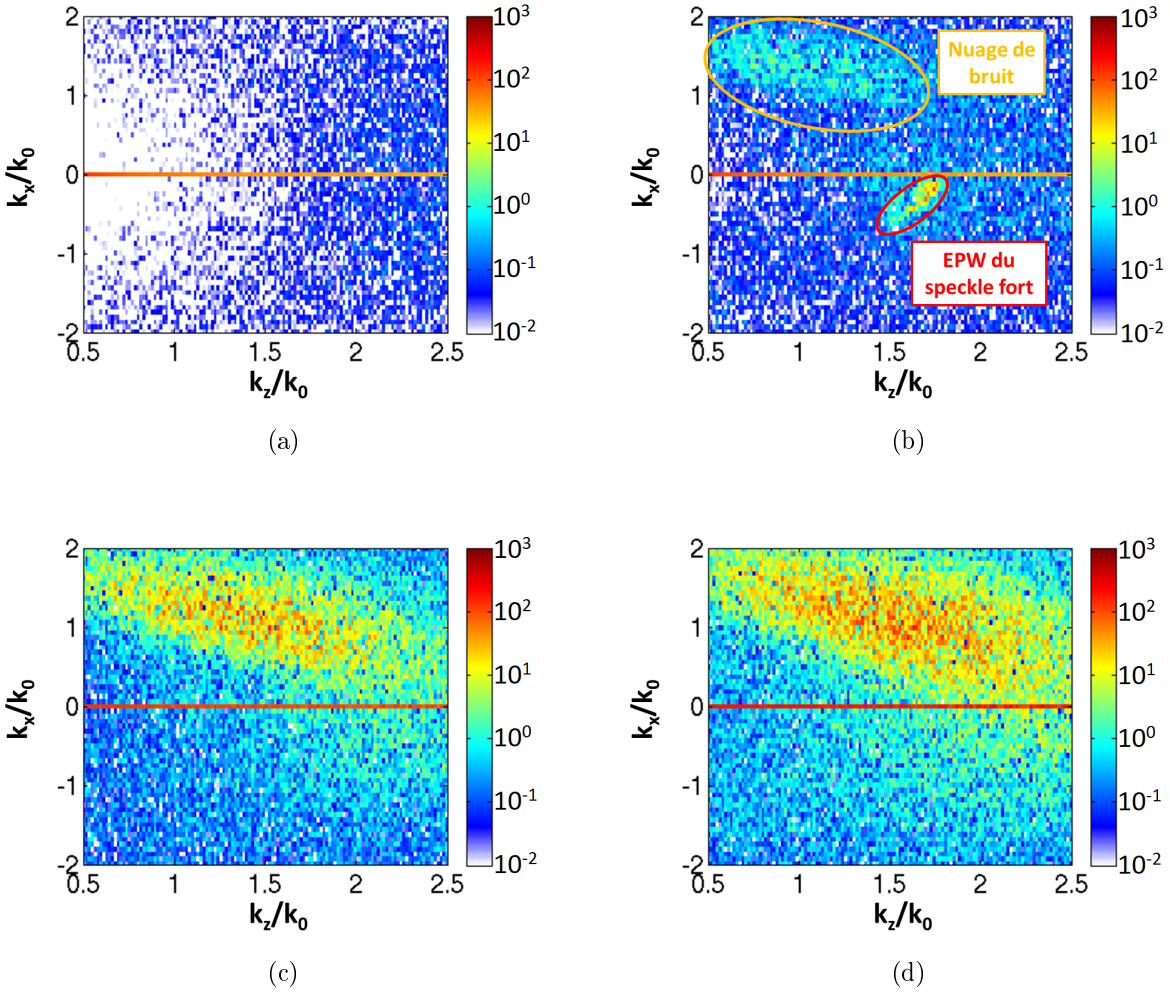


FIGURE V.3.13 – Amplitude en échelle logarithmique des spectres dans le plan k_z-k_x des fluctuations électroniques intégrés sur la hauteur x=[12 ; 28]µm (*i.e.* volume où le speckle faible est instable) caractérisant les fluctuations thermiques (*i.e.* $\delta n/n$). (a) En z = [32; 96]µm et à t = 0.9 ps correspondant à l'équilibre. (b) En z = [32; 96]µm et à t = 2.95 ps, soit 300 fs avant le déclenchement de l'instabilité du speckle faible. (c) En z = [224; 288]µm et à t = 3.26 ps correspondant au maximum de l'amplification du bruit. (d) En z = [480; 544]µm et à t = 4.16 ps correspondant au maximum de l'amplification du bruit.

Intéressons-nous à la seconde piste évoquée précédemment, à savoir la modification des fluctuations thermiques locales au niveau du speckle faible par le flux d'électrons provenant du speckle fort. Pour cela, on analyse par transformée de Fourier les fluctuations de densité électronique pour obtenir le spectre dans le plan $(k_z - k_x)$. On mesure les fluctuations au niveau du speckle faible (*i.e.* intégrée x=[12 ; 28]µm correspondant environ à la largeur de

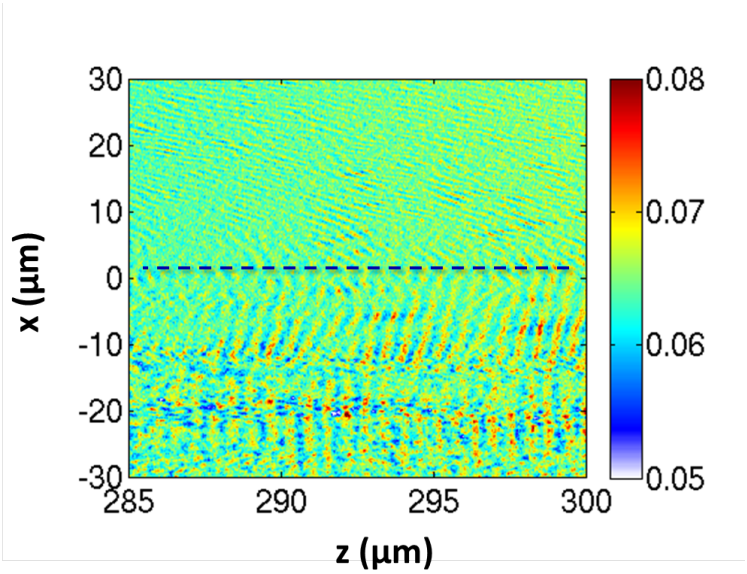


FIGURE V.3.14 – Fluctuations de la densité électronique dans l'espace réel au temps t=2.96 ps. On observe une rupture dans la direction des fluctuations en $x \approx [0; 5]$µm.

la tache focale) à trois positions selon l'axe de propagation : z=[32 ; 96]µm, z=[224 ; 288]µm et z=[480 ; 544]µm. Ces mesures sont réalisées, pour la position z=[32 ; 96]µm, aux temps t=0.9 ps et t=2.95 ps correspondant respectivement à l'équilibre (*cf.* figure V.3.13a) et à un pas de temps avant le déclenchement de l'instabilité du speckle faible, soit 300 fs (*cf.* figure V.3.13b). Pour les positions z=[224 ; 288]µm et z=[480 ; 544]µm, la mesure est réalisée respectivement à t=3.26 ps et t=4.16 ps correspondant au maximum d'amplification des fluctuations électroniques (*cf.* figures V.3.13c et V.3.13d).

Sur la figure V.3.13b, on observe un mode fort centré en $k_z = 1.7\,k_0$, $k_x = -0.25\,k_0$. Ce mode correspond à l'onde plasma électronique provenant du speckle fort qui s'étend jusqu'en $x \approx 15$ µm. Cette EPW est résonante avec l'instabilité Raman du speckle faible et peut donc expliquer le déclenchement de l'instabilité de ce dernier. On observe un second domaine amplifié : un nuage de bruit assez large centré en $k_z = k_0$, $k_x = 1.5\,k_0$ amplifié d'un ordre de grandeur par rapport à l'équilibre : il s'agit des champs électriques émis dans le sillage du flux d'électrons provenant du speckle fort qui augmentent localement les fluctuations électroniques. On observe aussi ce nuage sur les figures V.3.13c et V.3.13d qui est plus fortement amplifié à ces positions, jusqu'à deux ordres de grandeur par rapport au bruit à l'équilibre. Ces fluctuations thermiques intenses ne sont cependant pas résonantes avec l'instabilité Raman du speckle faible, associée à des vecteurs d'ondes $k_z \approx 1.7\,k_0$ et $k_y \approx 0$. La figure V.3.14 présente la densité électronique dans l'espace réel proche de la position z associée à la figure V.3.13c et pour une largeur englobant les speckles fort et faible. On observe que la direction

des nombres d'ondes des fluctuations de densité est très différente entre la région du speckle fort et celle du speckle faible : il y a une rupture autour de $x \approx [0;\, 5]$µm. Cette séparation est en accord avec les deux domaines de fluctuations observés précédemment, à savoir le mode résonant associé à l'EPW du speckle fort et le nuage de fluctuations.

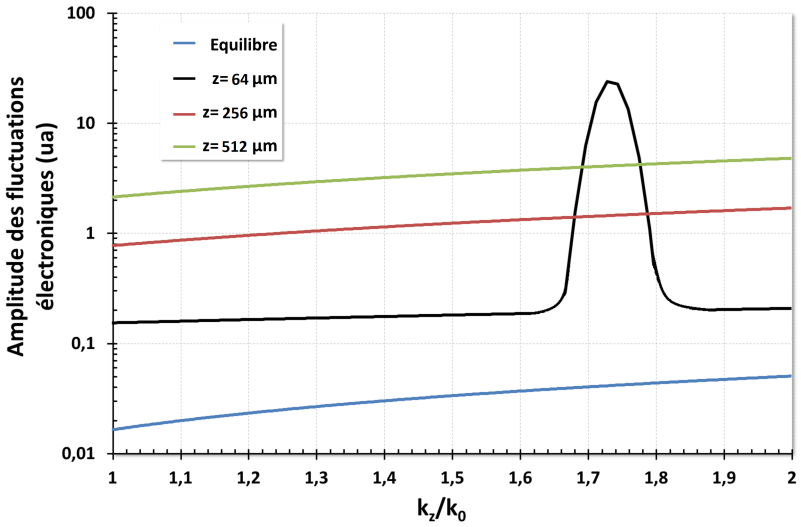


FIGURE V.3.15 – Coupe à $k_x = [0;\, 0.5]k_0$ des figures V.3.13a (courbe bleue), V.3.13c (courbe rouge) et V.3.13d (courbe verte) donnant les fluctuations électroniques selon le vecteur d'onde longitudinal. La courbe noire correspond quant à elle à la coupe en $k_x = -0.2\,k_0$ de la figure V.3.13b.

Néanmoins, même si le maximum des fluctuations électrostatiques induites par les électrons chauds se situent dans cette région spectrale non résonante, il est intéressant d'observer l'augmentation des fluctuations thermiques résonantes (*i.e.* $k_z \approx 1.7\,k_0$ et $k_x \approx 0\,k_0$). La figure V.3.15 présente l'amplitude des fluctuations électroniques, obtenues en moyennant sur $k_x = [0;\, 0.5]k_0$ et par ajustement linéaire, des figures V.3.13a (*i.e.* équilibre), V.3.13c (*i.e.* $z = 256$ µm) et V.3.13d (*i.e.* $z = 512$ µm). La courbe $z = 64$ µm correspond à la coupe en $k_x = -0.2\,k_0$ de la figure V.3.13b ajustée linéairement pour le bruit moyen et par une gaussienne pour le mode correspondant à l'EPW. On observe que le flux d'électrons augmente les fluctuations électroniques d'un facteur ~ 30 et ~ 100 par rapport à l'équilibre respectivement pour les positions $z = 256$ µm et $z = 512$ µm. L'EPW présente en $z = 64$ µm est quant à elle associée à une hausse des fluctuations d'un facteur ~ 1000 par rapport à l'équilibre. Le $\delta n/n$ de l'EPW est plus intense que celui induit par le flux d'électrons, dans le domaines des k_z et k_x résonants. Le fait que l'instabilité du speckle faible ne se déclenche qu'à cette position semble indiquer que l'augmentation du bruit doive atteindre un certain niveau pour influer sur la stabilité de ce dernier, ce qui n'est réalisé que par l'extension transverse de l'EPW au niveau du speckle faible.

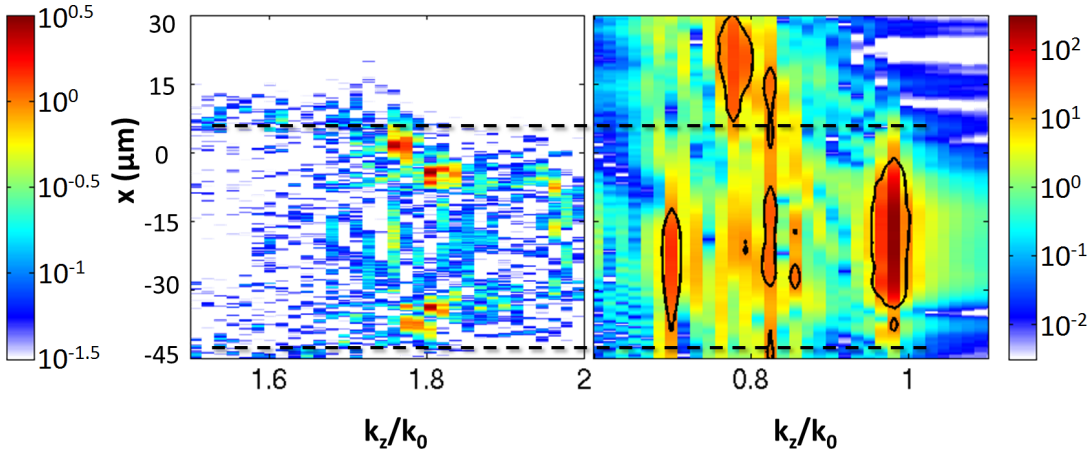


FIGURE V.3.16 – Amplitude de l'onde plasma électronique (à gauche) et du champ laser (à droite) selon le mode k_z et la position transverse x permettant d'estimer l'extension transverse de ces deux champs au temps t=2.96 ps intégrée sur la position z = [32; 96]µm. L'iso-contour sur la figure de droite correspond à un contraste de ~ 1.17 (*i.e.* $0.7\, I_{max}^{speckle\, fort}$).

Pour finir, étudions la cause de cette extension transverse de l'onde plasma électronique de manière à déterminer pourquoi celle-ci est importante uniquement en z=[32 ; 96]µm. La figure V.3.16 confronte l'amplitude de l'EPW (gauche) à celle du champ laser ($k_z \approx k_0$) (droite) selon la direction transverse, ce qui permet de comparer l'extension transverse de l'EPW à celle du faisceau laser. Le seuil de l'instabilité Raman numérique a été défini lors de l'étude du speckle faible comme l'intensité du speckle faible. On considère donc un contraste de ~ 1.17 sur l'intensité du faisceau laser intense pour définir la dimension transverse efficace de l'impulsion dans le couplage Raman, représenté par l'iso-contour en trait noir sur la figure V.3.16. Il apparaît que la dimension transverse des EPW se révèle supérieure à celle du faisceau laser. Sur la figure de droite on observe, en plus du champ laser, le champ rétrodiffusé à angle par l'instabilité Raman, autour de $k_z \approx 0.8\, k_0$. Toujours pour un contraste de ~ 1, ce champ rétrodiffusé présente quant à lui une extension transverse très large, cohérente avec celle des EPW. Ce champ rétrodiffusé se couple au champ laser incident résiduel, ce qui permet aux EPW de se développer par battement d'ondes.

Néanmoins, cette large extension transverse du champ rétrodiffusé est aussi présente plus en profondeur dans le plasma mais ne conduit pas au développement des EPW en ces positions. On pose l'hypothèse que les EPW se développent uniquement en z=[32 ; 96]µm car il s'agit de la position la plus éloignée du plan de meilleure focalisation, où se propage le maximum de lumière rétrodiffusée (*i.e.* provenant de toute la longueur du plasma) et durant la plus longue période. Il n'est cependant pas possible d'analyser plus en détails ces hypothèses

de manières à confirmer ou infirmer ces pistes d'explications avec les données numériques actuellement obtenues.

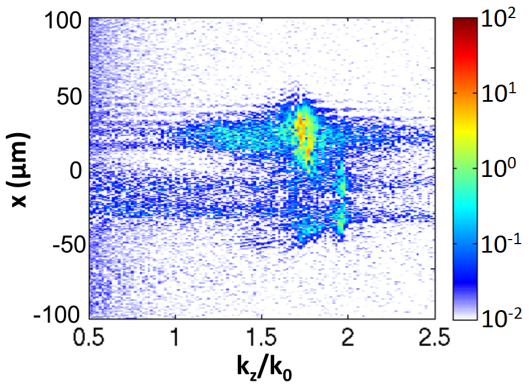
En conclusion, cette simulation en polarisations croisées confirme l'existence de la perturbation électronique générée par le speckle fort. Elle a aussi permis de caractériser les différentes pistes pour expliquer l'effet des électrons chauds sur le speckle faible. Le flux d'électrons chauds qui conduit à l'abaissement de l'amortissement Landau a été analysé : celui-ci se propage transversalement sur de grandes distances avec une vitesse moyenne $v_x \approx 25$ µm.ps^{-1}. La durée totale pendant laquelle la perturbation reste présente au niveau du speckle faible (*i.e.* à 40 µm du speckle fort) n'a pas pu être déterminée du fait de la durée limitée de la simulation, celle-ci est néanmoins supérieure à 3 ps. Cependant, l'abaissement de l'amortissement Landau ne semble pas être à l'origine prépondérante de cette perturbation électronique.

L'augmentation des fluctuations thermiques électroniques est due à la fois au flux d'électrons chauds, qui génère des champs électriques dans leur sillage, ainsi qu'à l'extension transverse des EPW du speckle fort qui peuvent atteindre la position du speckle faible par battement d'ondes entre la rétrodiffusion et le champ laser incident résiduel. Seule cette dernière conduit à une hausse suffisante du bruit électrostatique qui permet à l'instabilité du speckle faible de se déclencher. Ainsi, cette simulation tend à montrer que la perturbation électronique n'influe pas sur le déclenchement de l'instabilité du speckle faible, cette dernière étant due au battement d'ondes du speckle fort. Néanmoins, l'influence de cette hausse du bruit électrostatique sur la stabilité du speckle faible voisin est faible et très localisée numériquement ce qui conduit à une instabilité marginale du speckle faible.

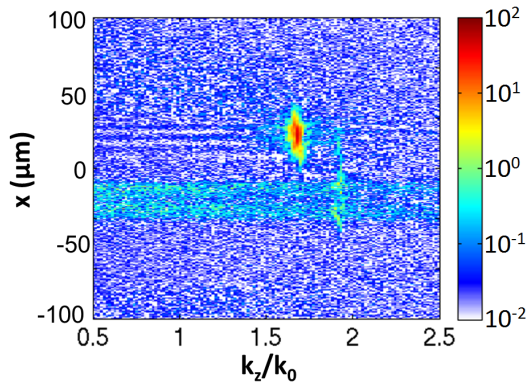
V.3.3 Simulation bispeckle en polarisations parallèles

Étudions maintenant la simulation en polarisations parallèles. On observe sur les figures V.3.17 les modes associés aux fluctuations électroniques aux trois positions définies précédemment. Le speckle faible devient fortement instable vis-à-vis du Raman autour des deux premières positions, mais pas sur la dernière, traduit par la présence d'EPW de $k_z = 1.7\,k_0$ en $x = 20$ µm. L'instabilité de I1 diminue drastiquement à partir $z = [352; 416]$µm (non présenté ici) et disparaît pour $z = [480; 544]$µm. Ces EPW, qui traduisent le déclenchement de l'instabilité Raman du speckle faible, sont le résultat du battement d'ondes entre l'impulsion laser du speckle faible et la rétrodiffusion du speckle fort.

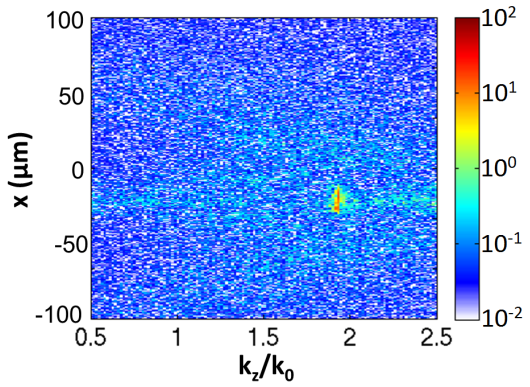
Pour s'en assurer, analysons la géométrie de la rétrodiffusion du speckle fort. En mesurant la projection des modes électroniques sur l'axe x, on obtient que $k_x = 0.4\ k_0$ au maximum (*cf.* figure V.3.11), ce qui permet d'estimer le vecteur k_e et ainsi grâce à la relation II.2.2



(a) z=[32 ; 96]µm et t=3.25 ps



(b) z=[224 ; 288]µm et t=4.15 ps



(c) z=[480 ; 544]µm et t=4.45 ps

FIGURE V.3.17 – Spectres en k_z des fluctuations électroniques résolus transversalement pour trois régions du plasma.

on estime l'angle maximum de la rétrodiffusion à angle à $\beta_{max} \approx 28°$ (*cf.* figure V.3.18). Les ondes rétrodiffusées générées à l'extrémité droite de la boîte en z=580 µm avec l'angle β_{max} atteignent la hauteur du speckle faible en z=500 µm. Il s'agit de la position limite pour que le speckle faible perçoive le *seed* électromagnétique du speckle fort. Pour des z plus élevés entre 500 et 580 µm, le speckle faible se situe hors du cône de rétrodiffusion maximum pour une boîte de 580 µm de long, ce qui est cohérent avec la disparition de l'instabilité du speckle faible pour la position z = [480; 544]µm.

Il s'agit cependant du cône limite de rétrodiffusion dû au *bowing* de l'EPW (correspondant à la saturation de l'instabilité Raman), les ondes rétrodiffusées à ces angles sont donc minoritaires, d'où l'instabilité relativement faible du speckle faible entre z = [352; 416]µm et z = [480; 544]µm.

La rétrodiffusion provenant du bord droit de la boîte et atteignant le speckle faible en

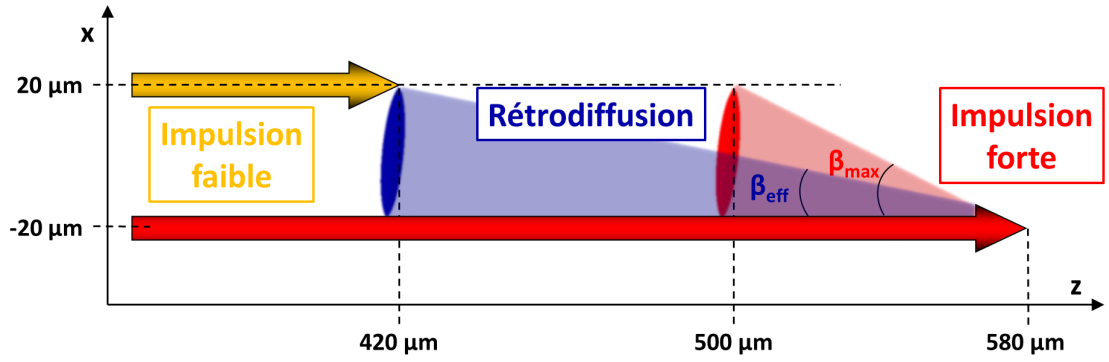


FIGURE V.3.18 – Représentation schématique de la rétrodiffusion de l'impulsion forte dans la simulation CALDER, avec la présence d'un cône de rétrodiffusion contenant la majorité de l'énergie rétrodiffusée et un cône contenant les ondes minoritaires diffusées à grand angle avec le *bowing* de l'EPW.

$z = [352; 416]$µm, où l'instabilité de ce dernier chute fortement, correspond à des ondes électromagnétiques émises avec un angle de $\sim 14°$, soit un $k_x \approx 0.2\,k_0$. Cet angle définit le cône de rétrodiffusion dans lequel se situe la majorité de l'énergie rétrodiffusée et conduit à une instabilité forte du speckle faible.

On définit donc deux cônes de rétrodiffusion présentés sur la figure V.3.18 : le cône efficace caractérisé par un angle $\beta_{eff} = 15°$ où se situe la majorité de l'énergie rétrodiffusée et le cône d'angle maximum $\beta_{max} = 30°$ dans lequel se situe les ondes électromagnétiques minoritaires diffusées à grand angle du fait du *bowing* de l'EPW.

Observons maintenant l'évolution de l'instabilité des speckles fort et faible au cours du temps pour les deux positions z=[32 ; 96] et [224 ; 288]µm. Pour cela, on intègre les spectres k_z sur l'intervalle $[1.2; 1.9]\,k_0$ et sur une largeur transverse de 20 µm autour de chaque speckle, ce qui donne les courbes présentées sur les figures V.3.19 et V.3.20. Pour z=[32 ; 96]µm, l'instabilité du speckle faible débute à t=2 ps, soit 1.6 ps avant l'intensité crête, et perdure jusqu'à 5 ps, soit 1.5 ps après l'intensité crête du speckle faible : l'instabilité dure sur toute la largeur temporelle pied à pied de l'impulsion. Précisons qu'il n'est pas aisé de corréler l'instabilité avec les *seeds* électromagnétiques du speckle fort. En effet, l'instant pendant lequel un *seed* est présent localement au niveau du speckle faible dépend de l'angle d'émission. Les premiers *seeds* électromagnétiques à atteindre le speckle faible sont ceux avec l'angle d'émission le plus grand. En considérant le cône efficace à l'angle β_{eff}, il s'agit des *seeds* émis 150 µm plus profondément dans le plasma et donc 0.5 ps plus tôt (en prenant une densité de 0.06 n_c et donc une vitesse de 0.97 c, *cf.* équation II.1.18). A cette position de 150 µm en amont, l'instabilité du speckle fort apparaît pour t=1.4 ps, la rétrodiffusion est donc émise

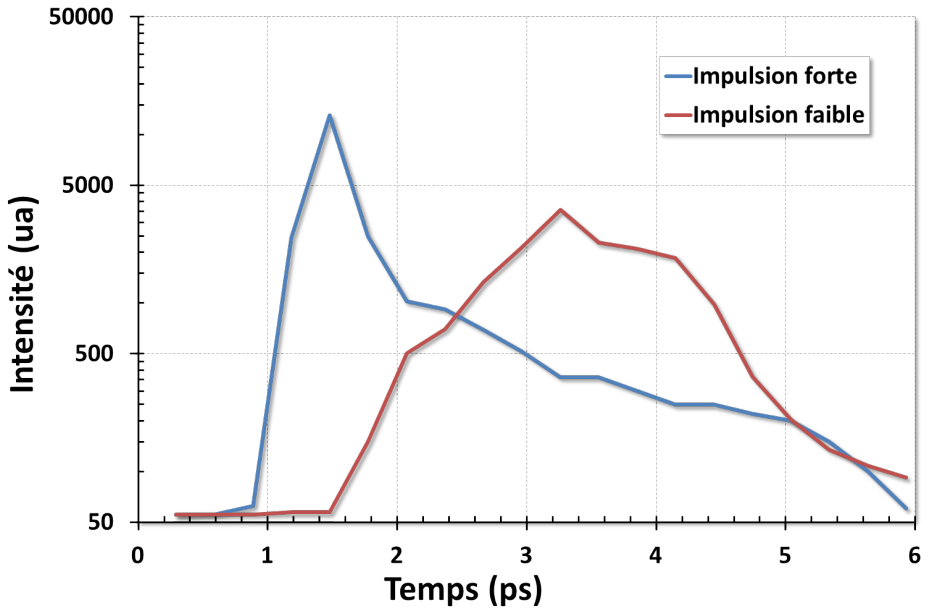


FIGURE V.3.19 – Intensité du spectre en k_z associé au Raman des deux speckles au cours du temps, mesurée à la position $z = [32; 96]$µm, intégrée sur l'intervalle $[1.2; 1.9]\,k_0$ et $\Delta x = 10\,$µm de part et d'autre du centre respectif de chacun de speckles.

0.6 ps avant le déclenchement de l'instabilité du speckle faible ce qui est cohérent avec le déclenchement de l'instabilité de ce dernier. L'instabilité du speckle faible est donc due à la rétrodiffusion du speckle fort émise dans le cône défini comme efficace.

Pour z=[224 ; 288]µm, l'instabilité débute à t=2.4 ps et disparaît à t=5.4 ps soit respectivement 1.6 ps avant et 1.3 ps après l'intensité crête : on retrouve que l'instabilité dure toute la largeur temporelle pied à pied de l'impulsion.

On peut donner une estimation de la réflectivité en étudiant spectralement le champ électromagnétique. Cependant, dans cette configuration en polarisations parallèles, il n'est pas possible de discriminer la contribution du speckle faible de celle du speckle fort. En considérant que le speckle fort possède la même réflectivité de 40% mesurée pour la simulation précédente, alors la rétrodiffusion du speckle faible est la différence entre l'énergie rétrodiffusée totale et cette énergie du speckle fort. On estime ainsi que la réflectivité du speckle faible est de l'ordre de 60%. Même s'il s'agit d'une estimation grossière, on trouve que le speckle faible est fortement instable et se trouve dans un régime semblable à celui du speckle fort.

Pour finir, il est intéressant d'observer les perturbations cinétiques générées par l'instabilité du speckle faible. Analysons comme précédemment la diffusion transverse des électrons résonants au cours du temps, pour la position $z = 64\,$µm (*cf.* figure V.3.21). La perturbation

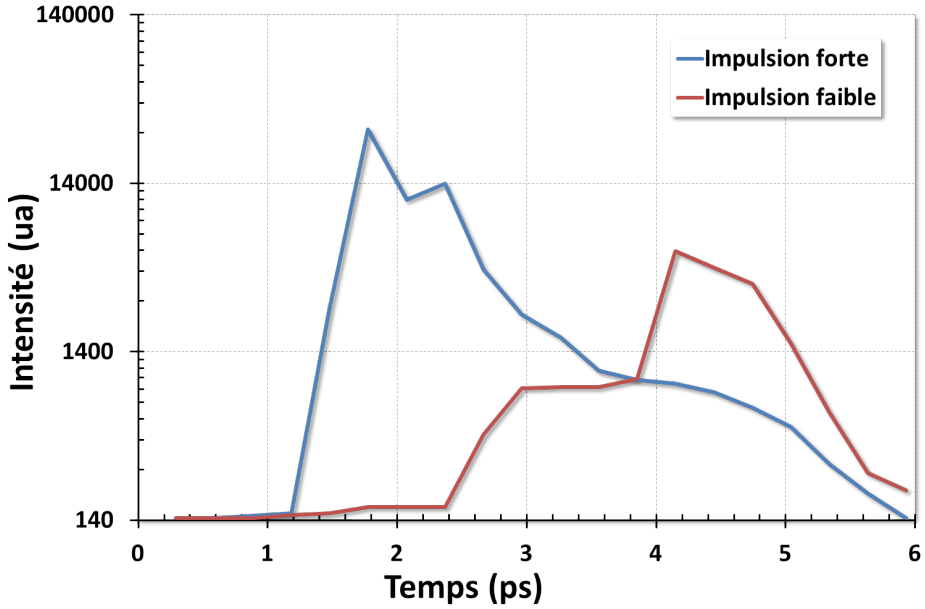


FIGURE V.3.20 – Intensité du spectre en k_z associé au Raman des deux speckles au cours du temps, mesurée à la position $z = [224; 288]$µm, intégrée sur l'intervalle $[1.2; 1.9]\,k_0$ et $\Delta x = 10\,$µm de part et d'autre du centre respectif de chacun de speckles.

cinétique du speckle faible débute faiblement pour t=2 ps, croît fortement jusqu'à atteindre un maximum à t=3.3 ps et persiste jusqu'à t=5.5 ps. Ces résultats sont cohérents avec la présence des modes k_z du speckle faible associés aux EPW présentés sur la figure V.3.19.

En conclusion, en polarisations parallèles, l'instabilité d'un speckle faible est déclenchée efficacement sous l'effet des perturbations électromagnétiques (*seed* électromagnétique). Le speckle faible peut alors générer des perturbations, électromagnétiques et aussi cinétiques, et peut donc à son tour influer sur les speckles voisins : il s'agit de l'avalanche SRS décrite par L. Yin (Yin et al., 2013).

V.3.4 Comparaison entre les observations expérimentales et numériques et discussions

Les simulations ont été réalisées pour un seul couple d'intensité des speckles faible/fort, pour un unique retard Δt=+2 ps et un espacement spatial de 40 µm. Il est cependant possible de comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux malgré l'espacement spatial expérimental de 90 µm.

En polarisations parallèles, la première remarque est que l'on retrouve numériquement le comportement collectif à deux speckles observé expérimentalement. Le speckle fort influe

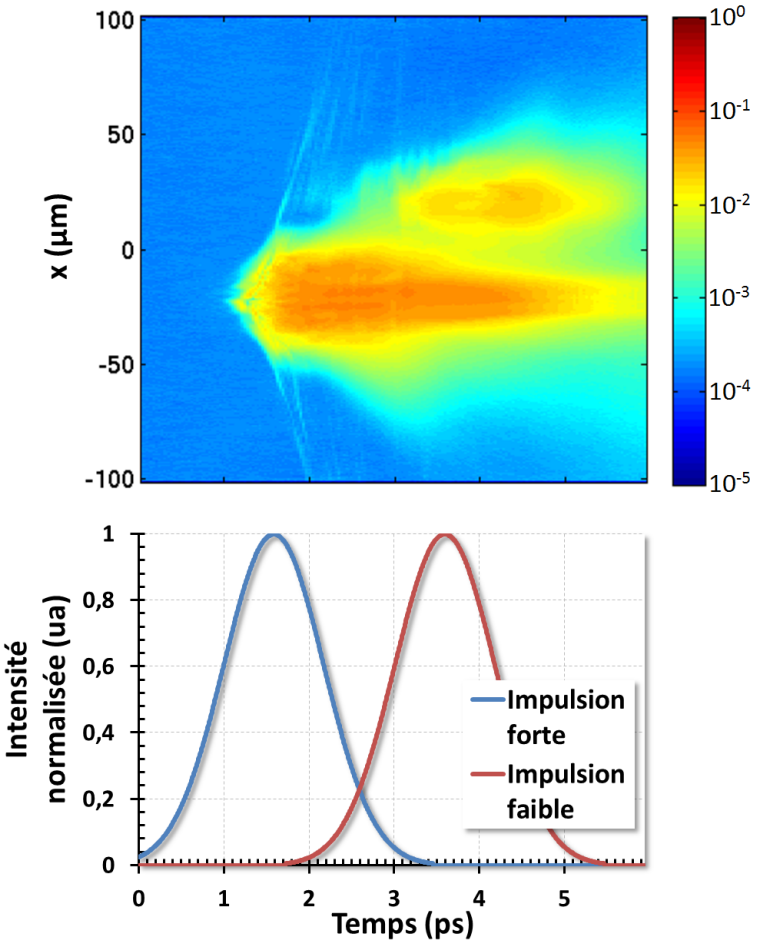


FIGURE V.3.21 – Densité normalisée des électrons de vitesse $v_z \approx v_\phi$ résolue selon l'axe transverse x au cours du temps et intensité de l'impulsion laser forte à la position $z = 64\,\mu\text{m}$.

quasi instantanément sur le faible du fait des perturbations électromagnétiques se propageant à une vitesse proche de la vitesse de la lumière, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

Les évaluations de réflectivité numériques sont beaucoup plus fortes que les mesures expérimentales, la correspondance n'est donc pas évidente. Néanmoins, on remarque que le speckle faible, en polarisations parallèles, présente une réflectivité équivalente à celle du speckle fort. On peut rapprocher ce résultat de la mesure expérimentale, qui indique que le speckle faible présente une réflectivité saturée lorsqu'il devient instable.

En polarisations croisées, les observations numériques indiquent que ce n'est pas l'abaissement de l'amortissement Landau qui conduit à l'instabilité du speckle faible, mais plutôt l'augmentation locale des fluctuations thermiques électroniques. Plus précisément, ce sont

les EPW provenant du speckle fort, d'extension transverse suffisante pour atteindre le speckle faible, qui déclenchent l'instabilité de ce dernier. Celles-ci proviennent d'un battement d'ondes entre la rétrodiffusion et le champ incident résiduel tout deux associés au speckle fort permettant la présence d'EPW à de grandes distances transverses qui conduisent à une hausse du bruit résonant d'un facteur ~ 1000 par rapport à l'équilibre. L'efficacité de ce battement semble sensible au flux de rétrodiffusion : les EPW ne se développent qu'à la position la plus éloignée du plan de meilleur focalisation où se propage le maximum de lumière rétrodiffusée et durant la plus longue période. La simulation semble donc indiquer que les perturbations cinétiques n'ont pas d'effets notables sur le déclenchement de l'instabilité du speckle faible.

L'instabilité du speckle faible observée numériquement reste marginale, contrairement aux résultats expérimentaux, et l'extension transverse numérique des EPW semble limitée au cône de rétrodiffusion (*cf.* figure V.3.16), contrairement à l'expérience où celles-ci présentent des extensions très importantes (*cf.* figure IV.1.4a). Du fait de ces différences entre expérience et simulation, il n'est pas pertinent d'écarter la piste de la perturbation cinétique de nos discussions malgré sa relative inefficacité numérique. Les caractéristiques numériques de cette dernière ont donc été étudiées. Les électrons résonants, de vitesse selon l'axe de propagation proche de la vitesse de phase de l'EPW, se propagent transversalement sur des distances importantes de quelques dizaines de µm de part et d'autre du speckle fort avec une vitesse moyenne ≈ 25 µm.ps^{-1}. Cette vitesse est comparable aux observations expérimentales qui donnaient une vitesse transverse de ~ 30 µm.ps^{-1}. Néanmoins cette dernière n'est qu'une estimation obtenue par observation du retard pour le déclenchement de l'instabilité du speckle faible et non par une mesure des électrons. En effet, la perturbation cinétique n'est pas détectée expérimentalement, sa présence est supposée par le déclenchement de l'instabilité du speckle faible.

Expérimentalement, cette perturbation cinétique supposée est persistante dans le plasma et peut perturber un speckle longtemps après la fin de l'impulsion forte. Numériquement, la simulation n'a pas une durée assez longue pour observer la durée pendant laquelle les électrons résonants restent présents au niveau du speckle faible : la population ne présente pas d'atténuation majeure après 3 ps.

De plus, la longueur du speckle semble être un paramètre du comportement collectif en polarisations croisées, si l'on considère que l'hypothèse de l'effet d'accumulation observé numériquement est valide. En effet, plus la longueur du speckle est importante, plus la portion recevant suffisamment de rétrodiffusion est importante ce qui conduit à une influence plus efficace du speckle fort sur le speckle faible voisin. Cette hypothèse pourrait être une explication de la différence de timing observée entre les interactions $f/12$ (*i.e.* séries #1 et #2)

et $f/9$ (*i.e.* séries #3 et #4) où le comportement collectif se développe plus rapidement pour des speckles de longueur plus importante.

La différence d'instabilité du speckle faible entre l'expérience et la simulation en polarisations croisées n'est pas clairement comprise et expliquée, mais plusieurs pistes peuvent être envisagées :

- Une mauvaise description de la diffusion de la perturbation cinétique.
- La différence d'extension transverse des EPW qui est moins importante numériquement.
- Une atténuation de la contribution de la perturbation cinétique du fait des conditions aux limites absorbantes sur les particules avec ré-injection de particules thermiques.
- Un effet de polarisation croisée trop franc du fait des simulations 2D. En effet, le *bowing* en 3D de l'EPW peut conduire à une rotation de la polarisation des *seeds* électromagnétiques émis qui peuvent alors perturber le speckle faible malgré une polarisation initialement croisée.

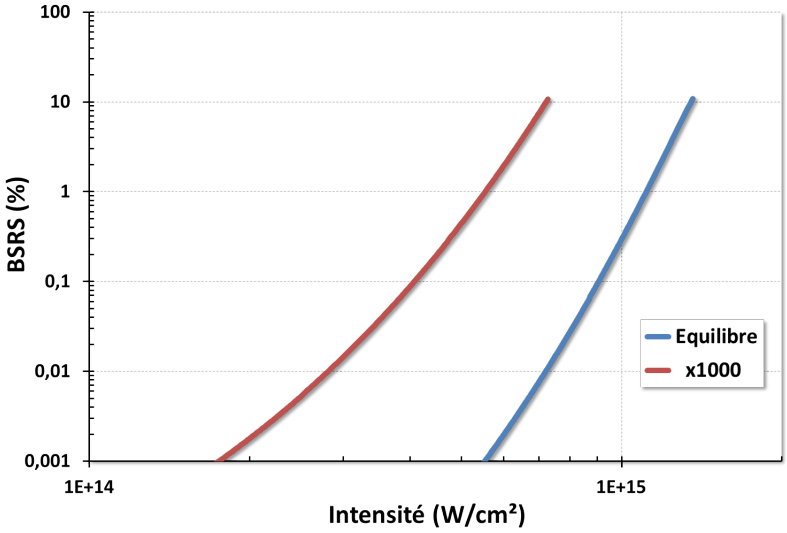


FIGURE V.3.22 – Courbe de réflectivité théorique (Mounaix et al., 1993; Divol & Mounaix, 1999) pour le couplage Raman d'une impulsion $f/12$ de 1.5 ps FWHM se développant à partir des fluctuations thermiques à l'équilibre et des fluctuations amplifiées d'un facteur 1000.

Pour conclure après ces discussions, estimons l'effet d'une hausse des fluctuations thermiques sur le développement de l'instabilité Raman d'un speckle faible. Pour cela, utilisons le modèle de croissance linéaire (Mounaix et al., 1993; Divol & Mounaix, 1999) présenté dans la sous-section II.2.3 qui permet de modéliser la réflectivité intégrée. On obtient les courbes présentées sur la figure V.3.22 donnant la réflectivité selon l'intensité laser pour un

couplage débutant sur les fluctuations à l'équilibre et pour un couplage se développant sur des fluctuations amplifiées d'un facteur 1000.

Pour une intensité donnée, la réflectivité de l'instabilité se développant sur des fluctuations électroniques $\delta n/n$ amplifiées augmente de plusieurs ordres de grandeurs par rapport au cas à l'équilibre (*i.e.* d'un facteur 1000 exactement tant que la réflectivité ne sature pas). Ce résultat est cohérent avec nos observations précédentes : un speckle de réflectivité Raman faible à l'équilibre exhibe, sous l'influence d'un speckle fort voisin et d'une amplification des fluctuations électroniques, une réflectivité forte se situant dans le régime de saturation.

De plus, pour un niveau de réflectivité donné, l'intensité nécessaire pour l'onde de pompe est divisée par un facteur ~ 2 lorsque l'instabilité se développe à partir d'un bruit amplifié d'un facteur 1000. Expérimentalement, la détection de l'instabilité Raman est contrainte par les seuils d'observations de nos diagnostics, qui imposent un niveau de réflectivité minimum. L'augmentation des fluctuations conduit donc à un abaissement modéré de l'intensité du faisceau pour atteindre cette borne de réflectivité qui semble cohérent avec nos résultats expérimentaux où le speckle faible doit être au minimum à une intensité légèrement inférieure au seuil pour que son instabilité sous l'influence du speckle fort soit observable.

Il semble donc, dans la limite actuelle de nos résultats, que l'amplification des fluctuations électroniques, par la présence d'une onde plasma électronique résonante, est la piste la plus pertinente pour expliquer l'effet de la perturbation électronique sur un speckle faible dans notre régime de faible amortissement.

V.4 Étude des propriétés des perturbations cinétiques en configuration bispeckle et polarisations croisées

Les simulations CALDER ne retranscrivent pas la même sensibilité ni le même comportement du speckle faible à la présence d'une perturbation dans le cas des polarisations croisées que celle observée expérimentalement. Elles permettent cependant de caractériser la diffusion de cette perturbation dans le plasma. Il est donc intéressant de comparer ces observations numériques à des mesures expérimentales de manière à confirmer la description de la perturbation. C'est pourquoi une expérience, en polarisations croisées, a été réalisée en variant à la fois le retard Δt et les distances entre les speckles, de façon à tenter de mesurer la propagation de la perturbation cinétique. Une seconde expérience, toujours en polarisations croisées, a été mise en place la même année avec une densité électronique différente et donc un facteur d'amortissement $k\lambda_D$ différent, pour observer l'effet de l'amortissement plasma sur les perturbations cinétiques.

V.4.1 Propagation spatio-temporelle des perturbations cinétiques

En 2014 (*i.e.* ouverture $f/9$) une expérience bispeckle en polarisations croisées analogue à celle décrite précédemment a été réalisée en faisant varier le retard entre les speckles et ce pour différents écartements latéraux. Trois retards ont été sélectionnés : Δt=2, 5 et 10 ps, correspondants à la croissance et à la saturation de l'instabilité du speckle faible, d'après l'étude précédente. De même, trois espacements latéraux ont été étudiés : Δx=40, 90 et 130 µm. Le premier est l'analogue du cas étudié numériquement. Le second est l'écartement spatial déjà étudié précédemment pour croiser nos mesures. Le troisième est une valeur extrême qui correspond au maximum de propagation transverse observé numériquement. L'intensité de I1 (respectivement I2) est 1.7 10^{15} W.cm^{-2} (respectivement 1.7 10^{16} W.cm^{-2}), le speckle faible se trouve au niveau de la série #4.

Sur la figure V.4.1 sont présentées les images des rétrodiffusions pour les différents écarts spatiaux (en horizontal) et à différents retards (en vertical). La figure V.4.2 donne quant à elle les mesures de réflectivité de I1 associées aux images.

Pour Δx = 40 µm, le speckle faible est instable pour chacun des trois retards. La réflectivité de I1 croit légèrement avec le retard et laisse supposer la présence d'un plateau de saturation.

Pour un espacement Δx = 90 µm, on retrouve le comportement observé précédemment, à savoir que le speckle faible est stable pour Δt=2 ps et présente un plateau de réflectivité pour les Δt supérieurs.

Pour Δx = 130 µm, le résultat pour un Δt=2 ps n'est pas présenté car faussé par une dérive des conditions laser lors de l'expérience. Pour Δt=5 ps, la réflectivité du speckle faible est très forte (analogue à celle présente pour Δx=90 µm), I1 semble donc être dans le régime de saturation. Pour Δt=10 ps en revanche, cette réflectivité chute très fortement ce qui laisse supposer que la perturbation électronique a quasiment disparu dans cette région.

Le cas Δx=40 µm et Δt=2 ps correspond à celui simulé avec CALDER. Numériquement, la perturbation cinétique se propage jusqu'au speckle faible ce qui confirme la présence de son instabilité à ce Δt. Pour les deux retards 5 et 10 ps, la durée limitée de la simulation ne permet pas de comparer les observations numériques et expérimentales. Néanmoins, comme la perturbation est présente expérimentalement à 90 µm, elle est donc présente à 40 µm, comme observé numériquement.

Le comportement à Δx=90 µm reste semblable à celui observé précédemment. Il est en accord avec la dynamique de la perturbation cinétique observée numériquement. Celle-ci se propage à une vitesse ∼30 µm.ps^{-1} et n'atteint donc pas le speckle faible pour Δt=2 ps. Pour Δt=5 ps, celle-ci a atteint le speckle faible et reste présente et efficace pour un retard

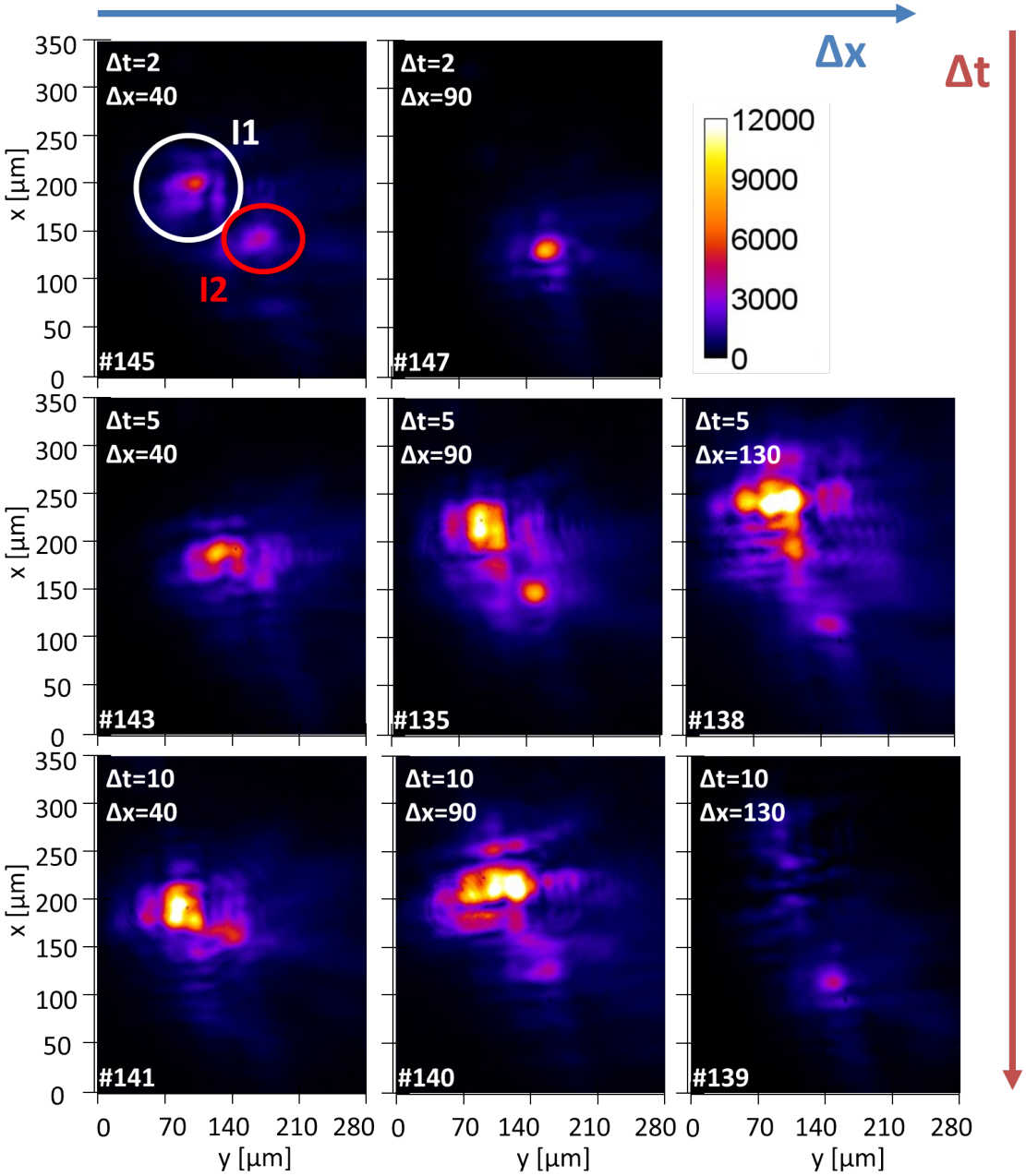


FIGURE V.4.1 – Images de rétrodiffusion de la configuration bispeckle en polarisations croisées pour plusieurs espacements latéraux à différents retards. Le couple d'intensité I1-I2 est 1.7 10^{15} W.cm^{-2}- 1.7 10^{16} W.cm^{-2}.

de 10 ps.

De même, en 5 ps la perturbation a eu le temps de se propager sur 130 µm ce qui confirme l'instabilité que l'on observe pour le speckle faible. Pour l'atténuation de la perturbation que l'on observe à Δt=10 ps, on peut se reporter à la figure V.3.8 où l'on a observé que l'extension transverse de la perturbation finit par décroître au cours du temps. En l'absence de

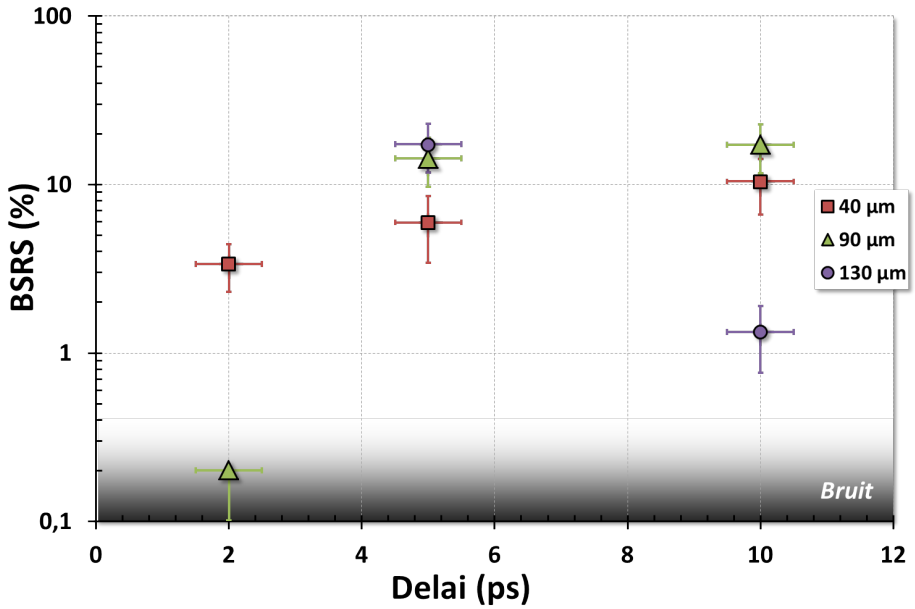


FIGURE V.4.2 – Courbe de réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle polarisations croisées pour plusieurs espacements latéraux.

données numériques, on peut supposer que ce comportement se produit aussi à des temps plus longs, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux : pour un retard de 10 ps, la perturbation est toujours présente à 40 et 90 µm mais a commencé à s'atténuer à 130 µm.

Ces résultats expérimentaux semblent cohérents avec la dynamique des électrons chauds observée numériquement : le nuage d'électrons chauds se déplace jusqu'à 130 µm du speckle fort, avec une vitesse de l'ordre de 30 µm.ps^{-1}, puis tend à s'atténuer loin du speckle fort. Cette expérience semble de plus confirmer que la perturbation électronique est un vecteur du comportement collectif, malgré une inefficacité numérique des électrons chauds.

V.4.2 Effet de l'amortissement $k\lambda_D$ sur le comportement collectif cinétique

L'amortissement des ondes plasma électroniques est un paramètre associé au développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. De plus, l'effet de la perturbation cinétique sur la stabilité d'un speckle faible est directement relié à l'amortissement. En effet, celui-ci est soit directement relié à l'abaissement de l'amortissement Landau soit aux ondes plasma électroniques de grande extension transverse. Il est donc important d'observer la sensibilité du comportement collectif à cet amortissement non collisionnel caractérisé par le facteur $k\lambda_D$.

Une dernière expérience a donc été réalisée en configuration bispeckle, d'ouverture $f/9$ et

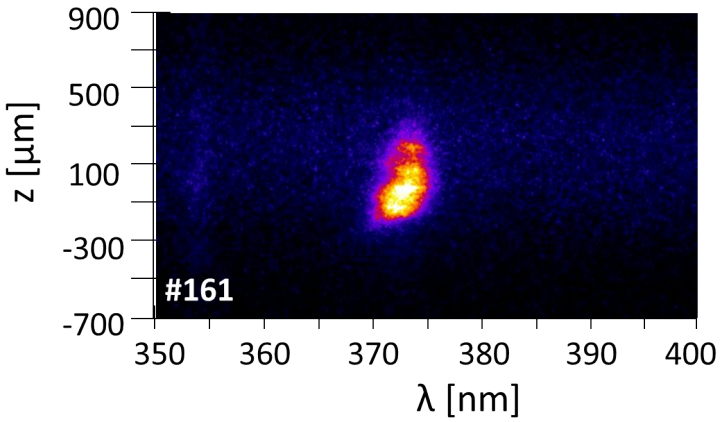


FIGURE V.4.3 – Spectre Thomson résolu longitudinalement pour une interaction bispeckle à une pression de 15 bar, une densité électronique de 0.025 n_c et un $k\lambda_D = 0.22$.

polarisations croisées, en ayant préalablement modifié les conditions plasma et ainsi l'amortissement initial. Pour cela, la pression du gaz en amont dans la buse a été fixée à 15 bar, les intensités respectivement de I1 et I2 sont de 2 10^{15} W cm^{-2} et 2 10^{16} W.cm^{-2} et l'espacement est de 90 µm. En analysant un spectre Thomson (*cf.* figure V.4.3), on détermine avec l'équation III.5.12 que la densité où se produit l'instabilité Raman est de $\sim 0.025\ n_c$. On estime ensuite la température électronique à partir de simulations hydrodynamiques (*cf.* annexe C) à $T_e \approx 180$ eV ce qui donne pour cette configuration un facteur $k\lambda_D \approx 0.22$. L'amortissement non collisionnel est donc plus fort que dans le cas précédent à $k\lambda_D = 0.16$.

On rappelle que pour deux $k\lambda_D$ différents, les caractéristiques de l'instabilité de diffusion Raman stimulée sont différentes : un $k\lambda_D$ plus fort implique un seuil de l'instabilité plus élevé et un niveau de réflectivité différent. Il a donc été vérifié au préalable que pour cette intensité, le speckle faible est au niveau du seuil de l'instabilité pour cette densité électronique. Néanmoins la comparaison quantitative des réflectivités entre les séries $k\lambda_D = 0.16$ et 0.22 n'est pas évidente, même si on s'attend à une baisse du niveau de réflectivité dans ce régime plus amorti d'après les résultats obtenus dans la section IV.2 page 85.

Sur la figure V.4.4 est présentée la courbe de réflectivité du speckle faible selon son retard par rapport au speckle fort. Le speckle faible émerge juste du bruit pour Δt=0 ps et son instabilité apparaît clairement dès Δt=1 ps. Sa réflectivité continue de croître jusqu'à atteindre un maximum de ∼3% pour un retard de 3 ps, ce qui est cohérent avec le niveaux de saturation mesuré en section IV.2 page 85. Elle chute ensuite régulièrement pour disparaitre à Δt=7 ps.

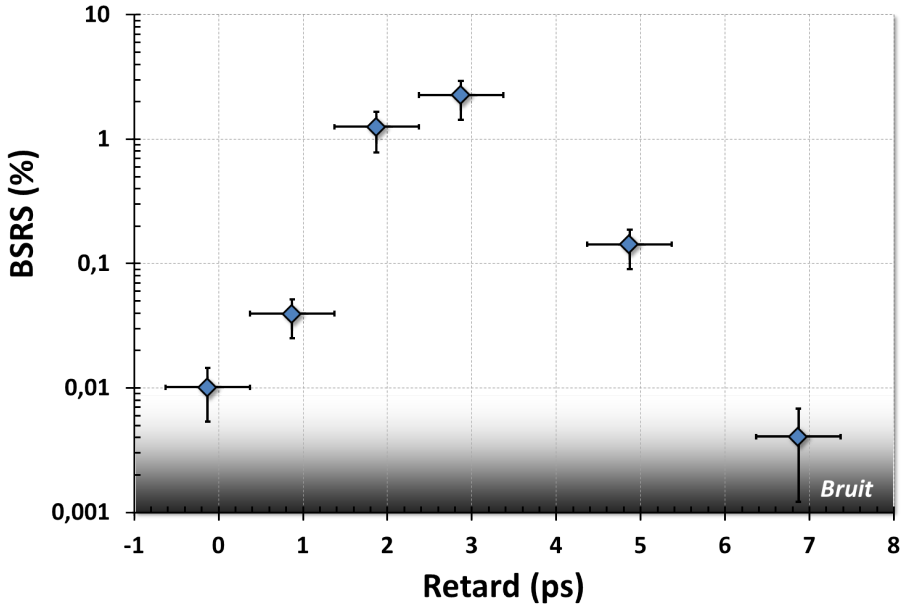


FIGURE V.4.4 – Courbe de réflectivité du speckle faible en configuration bispeckle polarisations croisées avec $k\lambda_D \approx 0.22$.

On remarque que pour ce $k\lambda_D$, la réflectivité chute fortement dès Δt=5 ps, alors que celle-ci persiste pour des retards allant jusqu'à plus de 15-20 ps pour un $k\lambda_D$ plus faible avec les mêmes conditions d'intensités laser (*cf.* figure V.2.3). Le comportement instable de I1 est présent sur un intervalle de retard beaucoup plus faible. Il semble donc que la durée pendant laquelle la perturbation cinétique est présente et efficace sur le speckle faible soit sensible à l'amortissement ν_2. Plus ce dernier est important et plus la perturbation est rapidement atténuée. Cette observation semble confirmer que la persistance de la perturbation est d'origine cinétique.

V.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter la mise en évidence expérimentalement l'existence d'un comportement collectif des speckles, de saisir sa dynamique puis de caractériser à l'échelle picoseconde son influence dans le développement global de la diffusion Raman stimulée. Plus précisément, la contribution des perturbations cinétiques dues aux électrons chauds a pu être discriminée de celle due aux perturbations électromagnétiques par une étude où les polarisations des speckles ont été croisées et parallèles. Ces mesures expérimentales ont été complétées et interprétées à l'aide de simulations PIC 2D CALDER et les conclusions suivantes ont pu être dégagées :

- La perturbation électromagnétique, qui consiste en la rétrodiffusion du speckle fort,

conduit de manière efficace et quasi instantanée au déclenchement de l'instabilité SRS d'un speckle faible voisin.

- Expérimentalement, le speckle fort peut aussi conduire à l'instabilité d'un speckle voisin sans la présence de cette perturbation électromagnétique (polarisations croisées). Le résultat numérique est cependant moins probant : la réflectivité du speckle faible est nettement plus faible que dans l'expérience.
- Numériquement, il apparaît que l'abaissement de l'amortissement Landau n'est pas l'effet prépondérant de la perturbation cinétique qui conduit à l'instabilité du speckle faible. La simulation tend même à écarter l'idée d'un effet de la perturbation cinétique (les électrons chauds de vitesse proche de la vitesse de phase des EPW). L'instabilité du speckle faible semble en effet être causée par un battement d'ondes entre la rétrodiffusion et le champ incident résiduel tout deux associés au speckle fort qui conduit à la présence d'EPW d'extension transverse suffisante pour atteindre le volume du speckle faible. Ces EPW induisent une augmentation des fluctuations électroniques d'un facteur ~ 1000 par rapport à l'équilibre. L'extension transverse des EPW semble limitée au cône de rétrodiffusion contrairement à l'expérience où celles-ci présentent des extensions très importantes (*cf.* figure IV.1.4a).
- Malgré les résultats numériques, les différences entre expérience et simulation pour la configuration croisée ne permettent pas d'écarter la piste électronique comme vecteur du comportement collectif. La simulation montre que les électrons chauds conduisent eux aussi à une augmentation des fluctuations électroniques d'un facteur ≥ 100 dans le domaine résonant.
- Ce nuage d'électrons chauds générés par le speckle fort se disperse dans le plasma au cours du temps. Son extension transverse croît avec une vitesse $v_x \sim 30\,\mu\text{m.ps}^{-1}$ (pour une intensité du speckle fort de $\sim 10^{16}$ W.cm^{-2}) et peut atteindre des distances importantes allant jusqu'à la centaine de µm de part et d'autre du speckle fort. L'extension transverse du nuage finit par décroître et tend à se concentrer sur l'axe. Il n'a cependant pas été possible de caractériser numériquement la décroissance de l'extension transverse du fait de la durée limitée des simulations.
- La perturbation présente un effet de persistance et reste efficace à des distances transverses importantes sur de longues durées : typiquement 15-20 ps à 90 µm observé expérimentalement. Celle-ci est certainement due à un effet cinétique du fait des durées trop longues pour un effet électromagnétique. Cependant, nous ne pouvons pas, à l'heure actuelle, expliquer cette persistance de la perturbation conduisant à l'instabilité du speckle faible une dizaine de picoseconde après l'instabilité SRS du speckle fort : la piste évoquée étant un abaissement conjugué des amortissements collisionnel

et Landau.

- Cette persistance de la perturbation cinétique est sensible à l'amortissement des EPW ν_2. L'augmentation de l'amortissement du plasma due à un $k\lambda_D$ plus grand semble réduire le temps de présence de la perturbation cinétique loin de l'axe du speckle fort ce qui conforte l'hypothèse d'une origine cinétique.

En conclusion, un speckle fort peut influer quasi instantanément et pendant plusieurs picosecondes sur la stabilité d'un speckle voisin. Cependant, ce dernier doit se situer assez proche du seuil de l'instabilité. En effet, pour des speckles strictement sous le seuil, les modifications du plasma générées par un speckle fort ne sont pas suffisantes pour déclencher la diffusion Raman stimulée. Néanmoins tout cette étude a été réalisée en configuration bispeckle où un unique speckle perturbe le plasma. L'instabilité SRS pour des speckles plus faibles peut possiblement être déclenchée par une modification de l'environnement plasma plus importante générée par plusieurs speckles.

Chapitre VI

INSTABILITÉ DE DIFFUSION RAMAN STIMULÉE POUR UNE MULTITUDE DE SPECKLES

La dernière étape de l'étude menée dans le cadre de cette thèse a été l'observation et l'analyse de la configuration plus complexe d'un champ de speckles, toujours en impulsion courte. Dans cette configuration, le couplage Raman se développe dans un champ de speckles obtenu par lissage spatial par lame de phase aléatoire. Le but de cette étude est d'étendre à l'échelle multispeckle les résultats précédents et ainsi se rapprocher du cas présent sur les grandes installations.

Ce chapitre se décompose en deux parties ayant chacune un objectif propre. Dans la première partie, l'objectif est d'observer le comportement général de l'instabilité Raman pour la configuration multispeckle à l'aide d'un faisceau d'interaction lissé par RPP. Cette mesure est ensuite comparée à un modèle de points chauds indépendants pour estimer l'importance du comportement collectif dans le développement SRS. Il s'agit d'une observation globale de la modification des caractéristiques du SRS dans le cas d'une multitude de speckles.

La seconde partie est quant à elle plus minutieuse et fait intervenir les deux faisceaux d'interaction de manière à contrôler indépendamment l'intensité d'un speckle de celle du champ RPP. Le but est d'observer si un unique speckle peut efficacement influer sur le développement SRS d'une multitude de points chauds voisins stables.

VI.1 Comportement SRS pour un faisceau lissé spatialement par RPP

La première étape de l'étude multispeckle consiste en l'observation du comportement de l'instabilité Raman dans le cas d'un faisceau lissé spatialement par RPP. Comme il a été présenté précédemment (*cf.* page 46), les simulations PIC (Yin et al., 2012) prédisent une modification des caractéristiques SRS dans le cas d'un grand nombre de speckles : à savoir une hausse de la réflectivité et un seuil plus faible que celui estimé par un modèle de speckles indépendants. Le faisceau I1, 1.5 ps FWHM, lissé spatialement et de tache focale caractérisée page 67, est focalisé dans le plasma en modifiant l'énergie incidente tir à tir. Ainsi ont été obtenues les courbes de réflectivité en configuration multispeckle présentées sur la figure VI.1.1 pour les deux ouvertures $f/12$ et $f/9$.

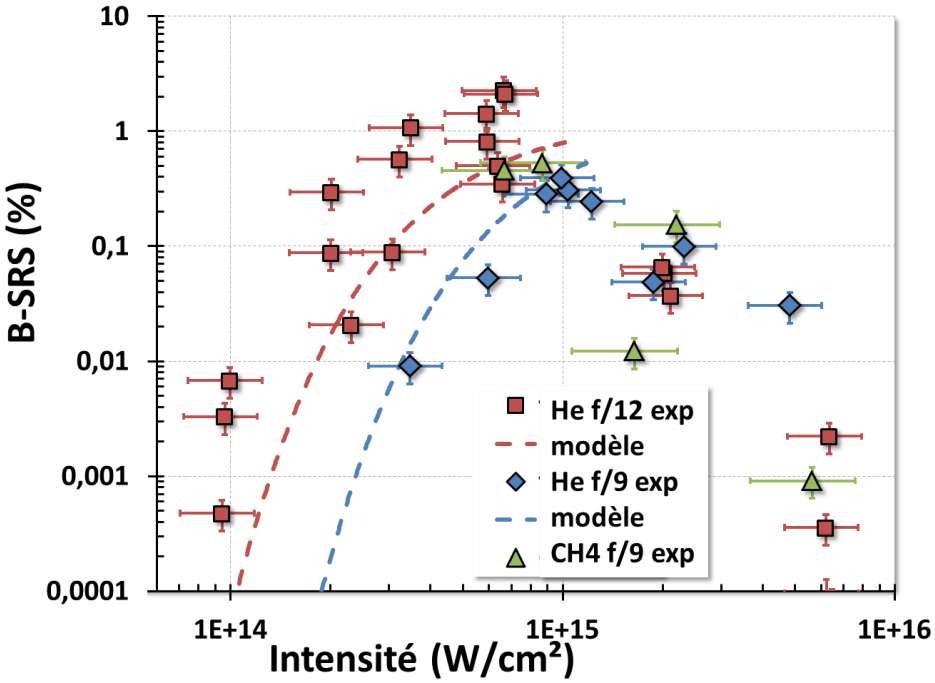


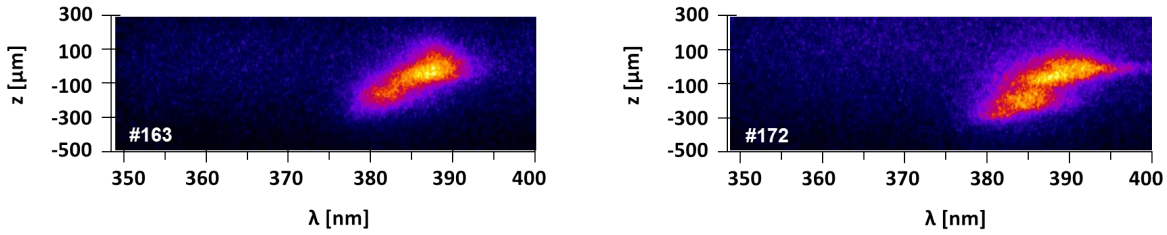
FIGURE VI.1.1 – Courbes de réflectivité expérimentale de l'instabilité Raman en configuration multispeckle pour deux ouvertures et deux gaz. La prédiction du modèle des points chauds indépendants est donnée par les courbes en pointillées pour les deux ouvertures.

Pour l'ouverture $f/12$, le seuil se situe aux alentours de 0.9 10^{14} W.cm^{-2} avec une montée de la réflectivité qui apparaît moins abrupte qu'en monospeckle (*cf.* figure IV.1.1). Celle-ci croît jusqu'à quelques 2% pour 7 10^{14} W.cm^{-2} avant de chuter drastiquement pour des intensités supérieures. Pour l'ouverture $f/9$, le nombre limité de points dans la phase de croissance de la réflectivité permet juste d'estimer le seuil à $\sim 2\,10^{14}$ W.cm^{-2}. La réflectivité atteint un

niveau maximum de 0.4% pour 10^{15} W.cm^{-2} avant de rechuter elle aussi au delà. L'instabilité se situe certainement dans son régime de saturation, mais on ne constate pas de plateau de réflectivité comme attendu.

Cette chute de la réflectivité à partir de $I \approx 10^{15}$ W.cm^{-2} pour une tache lissée spatialement est un résultat inattendu. Néanmoins il ne semble pas s'agir d'une erreur ou d'un artéfact du fait de la reproductibilité de ce comportement sur deux expériences différentes. Plusieurs hypothèses peuvent être mises en relief pour tenter d'expliquer cette observation.

Tout d'abord, à de telles intensités, l'énergie incidente devient importante ($\sim 2-3$ J) du fait de la tache focale très grande. Cette chute de réflectivité peut donc être due à une détérioration de la qualité du front d'onde du faisceau d'interaction à cause d'effets non-linéaires telle que l'intégrale B lors de son passage dans la lame de verre qui collecte la rétrodiffusion. Cependant, des tirs monospeckle réalisés pour les mêmes conditions d'énergie avec également un passage dans la lame de verre présentent une propagation normale qui ne traduit aucune détérioration comme on l'observe sur les spectres Thomson résolus longitudinalement de la figure IV.1.4b page 84. Ces tirs monospeckle ne valident donc pas cette hypothèse d'une détérioration due à l'intégrale B.



(a) He (b) CH4

FIGURE VI.1.2 – Spectres Thomson résolus longitudinalement en configuration lissée par RPP pour les deux gaz à la même intensité.

Une seconde hypothèse est de considérer que l'amortissement ionique limite la réflectivité Raman à forte intensité du fait de l'instabilité secondaire de l'onde plasma électronique (LDI, *cf.* page 36) ou de la compétition avec le SBS. De manière analogue aux séries en $k\lambda_D$ où la densité électronique était modifiée de façon à faire varier l'amortissement électronique, nous avons utilisé ici un gaz différent afin de modifier l'amortissement de type Landau électronique des IAW. L'hélium a été remplacé par du méthane qui donne un plasma composé de deux espèces ioniques : hydrogène et carbone. Les ions légers H, de rapport $Z/A = 1$ supérieur à l'hélium, génèrent des IAW fortement amorties par effet Landau. Le nombre d'électrons par

molécule est lui aussi différent de l'hélium, la pression a été ajustée pour obtenir une densité électronique semblable (*cf.* figure VI.1.2) et ainsi s'assurer que seules les caractéristiques ioniques sont modifiées.

On observe sur la figure VI.1.1 les mesures de réflectivité Raman dans le CH_4 avec une ouverture $f/9$. Le seuil avec CH_4 semble analogue à celui avec He, mais l'absence de points dans la phase de croissance ne permet pas son estimation. Ici aussi, comme pour le He, nous observons la chute de la réflectivité Raman au-delà de 10^{15} W.cm^{-2}. L'amortissement ionique n'est donc pas responsable de cette chute inattendue.

Finalement, une dernière hypothèse est la filamentation des speckles les plus intenses générés par lissage spatial dans le plasma, dont l'intensité atteint 6 fois l'intensité moyenne de la tache focale (*cf.* caractérisation de la tache focale RPP page 67). L'instabilité de filamentation pondéromotice est discutée plus en détails dans l'annexe D page 169 et nous allons ici directement utiliser les équations données dans cette annexe. En considérant donc des speckles de $\sim 6\,10^{15}$ W.cm^{-2} et une densité de $0.06\,n_c$, on trouve une durée de croissance de la filamentation pondéromotice $1/\gamma_{fil} \approx 2$ ps (*cf.* équation D.2) et une longueur de croissance caractéristique $1/\kappa_{fil} \approx 40\,\mu$m (*cf.* équation D.4) pour des speckles de 10 µm FWHM. Ces valeurs montrent que les speckles les plus intenses ont la durée et les dimensions nécessaires permettant à l'instabilité de filamentation pondéromotice de se développer, ce qui peut expliquer la chute de réflectivité pour des intensités moyennes au delà de 10^{15} W.cm^{-2}.

Comparons maintenant les mesures expérimentales ci-dessus à la réflectivité théorique d'un champ de speckle, dans l'hypothèse où ceux-ci sont indépendants, de manière à estimer la contribution d'un comportement collectif des speckles vis-à-vis du Raman. Le modèle des points chauds indépendants (Rose & DuBois, 1994) est une somme statistique des réflectivités calculées à partir du gain convectif linéaire G de chacun des speckles d'intensité crête I_s. Le modèle fait apparaître que l'amplification diverge et entre dans un régime non linéaire lorsque l'intensité moyenne du champ approche une valeur critique I_c. Il calcule alors localement l'amplification de la réflectivité à partir du niveau R_0 par une sommation statistique en considérant seulement les speckles instables dans ce régime.

Cependant, comme il a été présenté à la section II.2.3 page 33, pour des impulsions picosecondes intenses, la notion de gain convectif stationnaire de type Rosenbluth n'est plus valide et il faut considérer les gains obtenus par P. Mounaix (Mounaix et al., 1993; Divol & Mounaix, 1999). Pour appliquer le modèle des points chauds indépendants, il faut donc redériver les équations avec un gain plus adapté, en tenant compte en particulier de la diffraction (Rose & Mounaix, 2011).

Pour nous affranchir de cette notion de gain, nous allons ici utiliser un modèle simplifié et adapté aux impulsions courtes décrit dans la référence (Yin et al., 2009) qui présente l'avantage de nécessiter des paramètres initiaux qui peuvent être déduis des mesures expérimentales. Ce modèle considère qu'un speckle est soit stable (*i.e.* $R(BSRS) = 0$) soit instable et présente une réflectivité saturée (*i.e.* $R(BSRS) = R_{sat}$) selon que son intensité est inférieure ou supérieure à une intensité seuil I_{sat}.

On a défini précédemment l'équation III.3.8 permettant de calculer le nombre de speckles N d'intensité supérieure à une intensité donnée. Dans notre cas on se limite à l'intervalle $I \geq I_{sat}$, le nombre de speckles instables est donc $N(I_{sat})$. On obtient la fonction de répartition $f_{rep}(I) = N(I)/N(I_{sat})$ et ainsi la loi de probabilité

$$Prob(I) = -\frac{df_{rep}(I)}{dI} = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp - \left(\frac{I - I_{sat}}{\langle I \rangle} \right). \tag{VI.1.1}$$

Définissons la puissance rétrodiffusée par un speckle d'intensité I et de réflectivité R_{sat}

$$P_{speckle} = b_0 \pi \rho_R^2 R_{sat} I \tag{VI.1.2}$$

avec ρ_R défini par l'équation III.3.6 et

$$b_0 = \frac{\int_{speckle} d^2x_\perp I(\mathbf{x}_\perp)}{\int_{speckle} d^2x_\perp I_{max}} \approx 0.25 \tag{VI.1.3}$$

un facteur de correction prenant en compte la distribution d'intensité du speckle (la répartition de l'énergie contenue dans un speckle) (Yin et al., 2009). Ainsi la puissance rétrodiffusée moyennée par la loi de probabilité précédente VI.1.1 est définie par

$$\langle P_{speckle} \rangle = \int_{I_{sat}}^{+\infty} dI \, P_{speckle} Prob(I). \tag{VI.1.4}$$

Définissons aussi la puissance du faisceau laser

$$P_{laser} = \langle I \rangle \, \pi a^2 \tag{VI.1.5}$$

où a est défini par l'équation III.3.3. Finalement on obtient la formule analytique pour la réflectivité totale d'un faisceau lissé spatialement

$$R_{RPP}(\langle I \rangle) = \frac{N(I_{sat}) \, \langle P_{speckle} \rangle}{P_{laser}} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \right) R_{sat} b_0 \left(1 + \frac{I_{sat}}{\langle I \rangle} \right) \exp - \frac{I_{sat}}{\langle I \rangle}. \tag{VI.1.6}$$

La réflectivité analytique obtenue par ce modèle de points chauds indépendants est tracée, pour les deux ouvertures, en pointillé sur la figure VI.1.1. Les paramètres du modèle R_{sat} et I_{sat} ont été estimés à partir des résultats expérimentaux monospeckle présentés sur la

figure IV.1.1 page 81 à savoir R_{sat}=6%, I_{sat} = 1.2 10^{15} W.cm^{-2} pour l'ouverture $f/12$ et I_{sat} =2.2 10^{15} W.cm^{-2} en $f/9$.

Pour l'ouverture$f/12$, le modèle prédit un seuil légèrement plus élevé ($\sim$ 1.6 10^{14} W.cm^{-2}) que le seuil expérimental ($\sim$ 10^{14} W.cm^{-2}). Cette différence confirme donc que le comportement collectif des speckles a une influence sur la diffusion Raman stimulée dans une tache focale lissée spatialement et conduit à l'abaissement du seuil de l'instabilité.

Pour l'ouverture $f/9$ en revanche, le modèle semble décrire correctement la réflectivité Raman. L'influence du comportement collectif n'est pas donc évidente dans ce cas.

Il n'est cependant pas possible de comparer les niveaux de rétrodiffusion du modèle aux mesures expérimentales du fait de la chute de la réflectivité probablement due à la filamentation des points chauds.

VI.2 Influence d'un unique speckle sur le développement de l'instabilité Raman dans un champ de speckles RPP

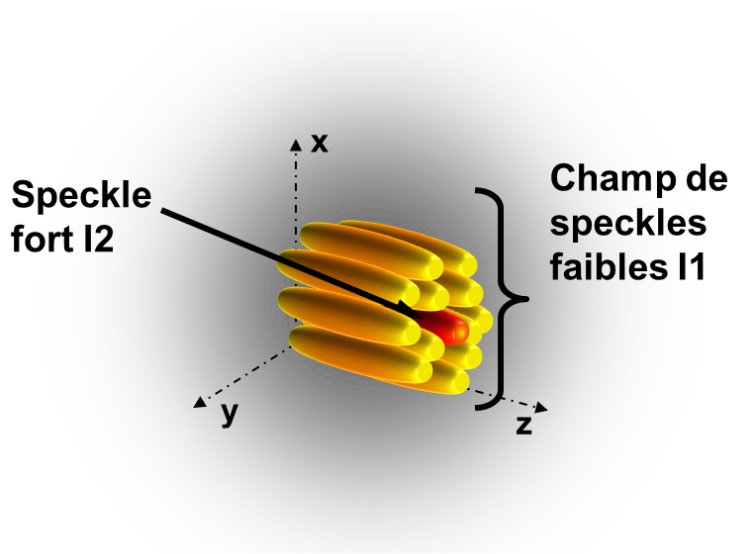


FIGURE VI.2.1 – Représentation schématique de la configuration speckle fort dans un champ de speckles faibles.

Les résultats de la partie précédente ont été obtenus pour un champ de speckles avec une répartition statistique de l'intensité et un nombre de points chauds fixés par les caractéristiques de la RPP. Il est néanmoins intéressant de savoir si un faible nombre de speckles

forts est suffisant pour conduire au comportement collectif où si un certain ratio speckles forts/faibles peut limiter le développement collectif du Raman.

La seconde partie de notre étude a pour objectif d'observer l'efficacité d'un unique speckle fort sur le déclenchement de l'instabilité d'une multitude de speckles faibles voisins. Pour cela, une expérience a été mise en place basée sur le principe suivant (*i.e.* figure VI.2.1) : contrôler indépendamment l'intensité du speckle fort de celle du champ de speckles faibles dans lequel il est focalisé et observer le développement global SRS. La méthode expérimentale mise en place est analogue à celle de la configuration bispeckle. Le faisceau I2 est donc utilisé de façon à obtenir un speckle fort au-dessus du seuil de l'instabilité Raman monospeckle et le faisceau I1 est lissé spatialement à l'aide d'une lame de phase aléatoire (identique à celle utilisée dans la section précédente) pour obtenir un champ de speckles faibles. Le speckle fort est focalisé au centre du champ de speckles en polarisation croisée de façon à perturber cinétiquement (*i.e.* électrons chauds) le plasma et à observer l'efficacité de son influence non plus sur un mais sur une multitude de speckle voisins.

Expérimentalement, l'intensité du speckle fort a été fixée à 4.2 10^{15} W.cm^{-2} et celle du champ de speckles à 4.2 10^{14} W.cm^{-2} ce qui le situe dans la phase de croissance de l'instabilité multispeckle caractérisée par une réflectivité inférieure à 0.1%. Comme précédemment, le champ de speckle I1 est envoyé dans le plasma avec un certain retard Δt par rapport à I2 suivant les mêmes conventions (*i.e.* $\Delta t > 0$ signifie que I1 arrive après I2).

La figure VI.2.2 présente les images de rétrodiffusion pour différents retards entre I1 et I2. Sur la droite sont présentées les imageries de références du champ de speckles faibles et du speckle fort seul qui correspondent aux niveaux de réflectivité de I1 et I2 seuls. Comme on peut le voir sur les images, on ne peut pas discriminer spatialement le speckle fort du champ de speckles dans cette configuration. Cependant, en considérant que le speckle fort est dans son régime de saturation et que sa réflectivité est constante, il est possible d'estimer la réflectivité du champ de speckles I1 par soustraction de la rétrodiffusion de I2. De plus, l'énergie incidente de I2 est beaucoup plus faible que celle du champ de speckles ($E(I2) =$ 40 mJ $\ll E(I1) =$ 190 mJ), l'énergie rétrodiffusée mesurée est donc majoritairement due à I1 ce qui limite l'incertitude de cette estimation. On obtient ainsi la réflectivité du champ de speckles I1 en fonction de son retard par rapport à I2, présentée sur la figure VI.2.3.

Pour Δt=-4 ps, il ne semble pas y avoir d'interaction entre le champ de speckle et le speckle fort : la réflectivité de I1 correspond au niveau du champ seul. A partir de Δt=-2 ps, la réflectivité commence à être amplifiée avec une fluctuation tir à tir (faibles variations d'énergie de tir à tir) et croît jusqu'à atteindre un régime de saturation en Δt=0 ps où elle atteint $\sim 2-3\%$. Cette amplification de la réflectivité du champ de speckles persiste sur une

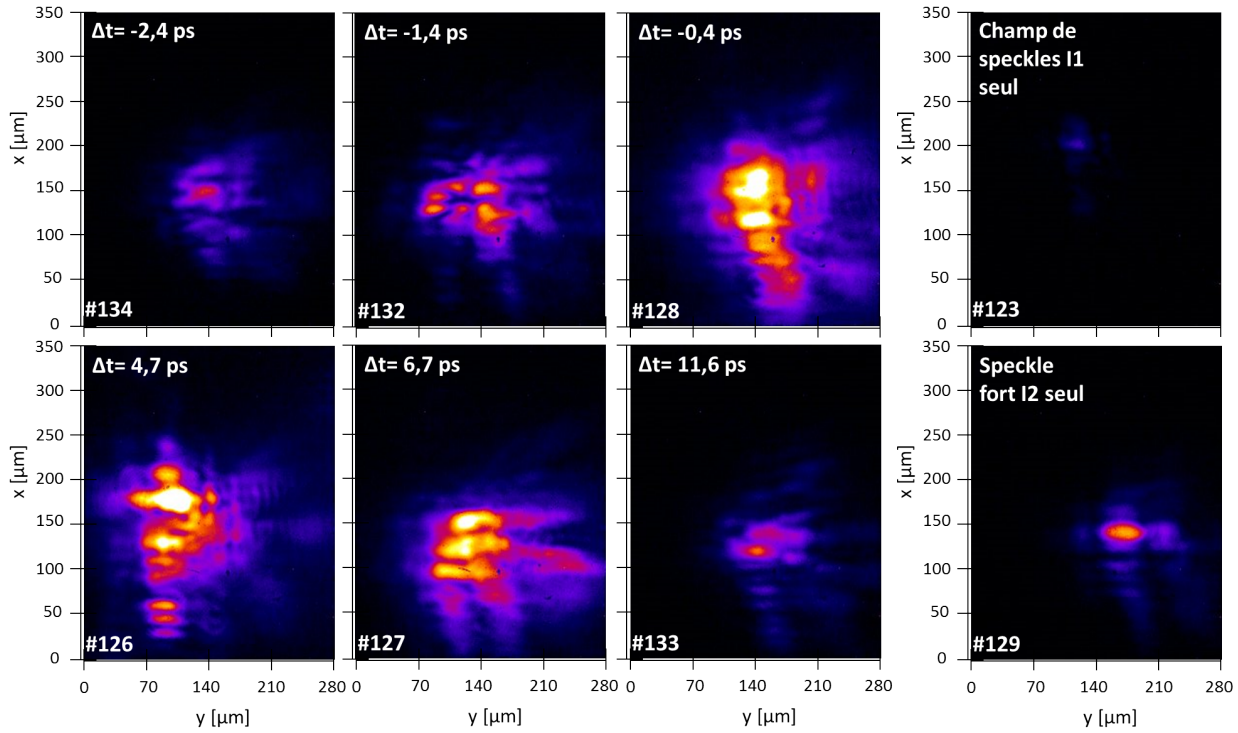


FIGURE VI.2.2 – Images de rétrodiffusion d'un speckle fort focalisé dans un champ de speckle faible et images de référence.

large plage de retard, jusqu'à disparaître pour un Δt de 12 ps où la réflectivité retombe au niveau de référence.

La perturbation générée par le speckle fort devient donc très vite suffisante pour permettre au champ de speckles faibles de devenir fortement instable. Dans cette configuration, les speckles sont très proches les uns des autres, typiquement $\Delta x \approx$15-20 µm, ce qui explique l'instabilité du champ de speckles pour des retards négatifs. De plus, une fois les proches voisins instables, ceux-ci génèrent à leur tour des perturbations, portées par les électrons chauds et les perturbations électromagnétiques : il y a avalanche SRS qui permet à tout le champ de speckles de devenir fortement instable.

En conclusion, il suffit d'un seul speckle fort, instable vis-à-vis de la diffusion Raman stimulée, pour que l'instabilité se propage dans tous les speckles faibles voisins. Cependant ces mesures a été obtenues avec un speckle d'intensité 10 fois supérieure à l'intensité moyenne. Or dans le cas d'un faisceau lissé spatialement, les speckles les plus intenses sont typiquement d'intensité 4 à 6 fois supérieure à l'intensité moyenne (*cf.* section III.3.3 page 64). Dans ce cas, l'effet d'un speckle fort sur un champ de speckles faibles peut donc présenter quelques

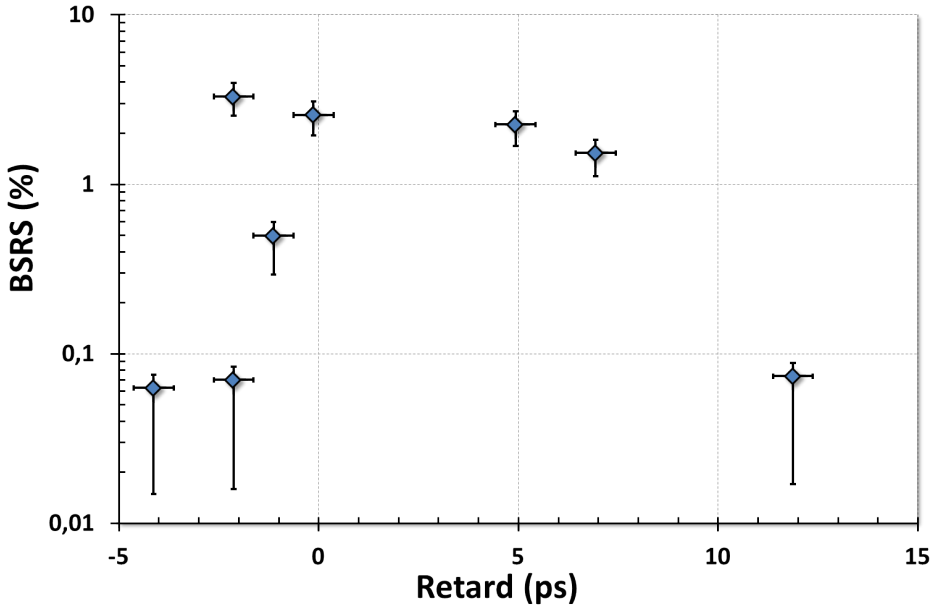


FIGURE VI.2.3 – Estimation de la réflectivité du champ de speckle sous l'hypothèse que la réflectivité de I2 est constante.

différences par rapport à nos mesures présentées ici. Une piste pour poursuivre l'étude multi-speckle serait donc d'observer l'effet du ratio en intensité speckle fort/speckles faibles voisins sur le développement de l'instabilité SRS.

Chapitre VII

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Sur les grandes installations laser de type NIF et LMJ, afin de transporter de plus en plus d'énergie, le diamètre de faisceaux laser augmente jusqu'à des dimensions centimétriques avant focalisation, de l'ordre de 40 cm de diamètre, de façon à respecter les seuils d'endommagement des matériaux. Ces grandes dimensions entrainent une dégradation de la qualité du front d'onde du laser qui se traduit par de fortes inhomogénéités de la tache focale. Pour y remédier, le faisceau est lissé spatialement à l'aide de lame de phase aléatoire (RPP), ce qui a pour effet d'uniformiser statistiquement la répartition de l'énergie par génération d'un champ de très nombreux speckles dans la tache focale. Cependant, les speckles de forte intensité sont propices au déclenchement des instabilités paramétriques et particulièrement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée. De plus, ces speckles forts peuvent influer sur la stabilité des speckles faibles voisins : il s'agit du comportement collectif des speckles. Celui-ci provient des modifications locales de l'environnement plasma qui apparaissent au cours de la saturation de la diffusion Raman d'un speckle instable. En effet, les mécanismes de saturation conduisent à l'émission hors du speckle d'électrons chauds de vitesses proches de la vitesse de phase des ondes plasma électroniques, ainsi que d'ondes électrostatiques et électromagnétiques.

Pour décrire expérimentalement le comportement collectif associé au SRS il est utile de se placer sur des échelles appropriées pour observer la phase de croissance de l'instabilité jusqu'à sa saturation : c'est à dire sur des échelles de temps picosecondes avec un nombre de speckles restreint. Le travail présenté dans ce manuscrit a consisté en l'étude en régime picoseconde du développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée dans trois configurations : mono, bi et multispeckle. L'objectif a été de mettre en évidence l'existence du comportement collectif entre les speckles, de saisir sa dynamique puis de caractériser à l'échelle picoseconde son influence dans le développement global de l'instabilité Raman. Ceci a été possible grâce

aux diagnostics d'imagerie de la rétrodiffusion et de diffusion Thomson particulièrement résolus en espace et en temps. Nous allons rappeler ici les principaux résultats et conclusions auxquels nous avons abouti.

Le comportement de l'instabilité Raman a d'abord été observé à l'échelle monospeckle pour définir ses caractéristiques standards lorsque le point chaud est isolé. Celles-ci sont :

- Le développement du SRS en fonction de l'intensité du faisceau de pompe présente, une fois le seuil de l'instabilité dépassé, une montée abrupte de l'instabilité Raman qui atteint rapidement un régime de saturation pour lequel le taux d'énergie rétrodiffusée reste constant en fonction de l'énergie incidente. Pour des impulsions 1.5 ps FWHM et de tache focale 15 µm FWHM, à 1.057 µm, le seuil de l'instabilité Raman se situe à $1.2\,10^{15}$ W.cm^{-2} environ et présente en régime de saturation une réflectivité de 4-8% environ.
- Les ondes plasma électroniques (EPW) associées à l'instabilité Raman ont été caractérisées par diffusion Thomson et présentent une extension transverse qui croît avec l'intensité I du faisceau d'interaction selon une relation empirique

$$EPW_{\perp\, extension} \propto I^{1/4}.$$

  Cette large extension transverse des EPW autour de l'axe de propagation représentent de fortes fluctuations électroniques du plasma autour du spectre $\left(\omega, \vec{k}\right)$ résonant du Raman, jusqu'à des distances de $\sim$ 95 µm de part et d'autre du speckle, soit $\sim$ 5 diamètres de la tache focale. Ces perturbations résonantes peuvent perturber l'interaction laser-plasma des speckles voisins.
- En variant l'amortissement non-collisionnel des EPW nous avons montré d'une part que, pour une impulsion de 1.5 ps, la saturation Raman est dominée par les effets cinétiques électroniques lorsque $k\lambda_D > 0.15$. D'autre part que le niveau de réflectivité suit une relation empirique dans ce régime de la forme

$$R(BSRS) \propto (k\lambda_D)^{-3}.$$

L'étude a été poursuivie dans la configuration bispeckle pour mettre en évidence le comportement collectif des speckles. Il s'agit en effet de la configuration la plus simple pour mener cette étude où un unique speckle fort influe sur un speckle voisin faible. Plus précisément, un speckle fort est focalisé dans le plasma avec une intensité dépassant le seuil de l'instabilité SRS de façon à modifier localement l'environnement plasma. Un second speckle, dont

l'intensité est sous le seuil en régime isolé, est ensuite focalisé à côté du speckle fort avec un écart latéral $\Delta x \approx 90\,\mu\text{m}$. En fonction du délai temporel entre les deux impulsions, ce speckle faible devient à son tour instable par Raman ce qui met en évidence l'influence d'un speckle voisin instable.

Après avoir clairement mis en évidence expérimentalement l'existence du comportement collectif, cette étude a permis de distinguer la contribution des perturbations électroniques de la contribution des ondes électromagnétiques. Les premières reposent sur les électrons chauds générés à des vitesses proches de la vitesse de phase des EPW qui ont pour effet soit de diminuer localement l'amortissement Landau et donc le seuil local du Raman ; soit d'augmenter localement les fluctuations thermiques électroniques $\delta n/n$ ce qui facilite le déclenchement SRS. L'autre contribution correspond aux ondes électromagnétiques rétrodiffusées issues du speckle fort qui sont résonantes avec l'instabilité Raman générée dans le speckle voisin : on parle de *seed* électromagnétique.

Cette discrimination a été possible par l'étude comparative de deux configurations : l'une avec la même polarisation pour les deux faisceaux parallèles pour laquelle les électrons chauds et le *seed* électromagnétique contribuent et l'autre avec les polarisations croisées où la perturbation ne peut être due qu'aux électrons chauds. L'étude a été menée à la fois expérimentalement et numériquement à l'aide de simulations PIC 2D CALDER. Les conclusions majeures qui ont été dégagées sont les suivantes :

- La perturbation électromagnétique, qui consiste en l'onde Raman rétrodiffusée du speckle fort se déplaçant à une vitesse proche de c, conduit de manière efficace et quasi instantanée au déclenchement de l'instabilité SRS d'un speckle faible voisin. La simulation montre que le speckle faible doit néanmoins se situer dans le cône de rétrodiffusion du speckle fort.
- Au cours des expériences, il a été observé que même sans la présence de cette perturbation électromagnétique (polarisations croisées), le speckle fort peut conduire au déclenchement de l'instabilité d'un speckle faible. Numériquement, le résultat est moins probant car la réflectivité du speckle faible est nettement plus faible que dans l'expérience.
- Numériquement, il apparaît que l'abaissement de l'amortissement Landau n'est pas l'effet prépondérant qui conduit à l'instabilité du speckle faible en polarisations croisées. Celle-ci semble en effet être causée par l'augmentation des fluctuations électroniques localement induites par les ondes plasma électroniques résonantes du speckle fort d'extension transverse suffisante pour atteindre le volume du speckle faible. Ces EPW se développent par battement d'ondes entre la rétrodiffusion et le champ incident résiduel tout deux associés au speckle fort, elles présentent donc une extension

transverse limitée au cône de rétrodiffusion (contrairement à l'expérience). La simulation tend à écarter l'idée d'un effet des électrons chauds de vitesse proche de la vitesse de phase des EPW dans le comportement collectif.

- Malgré les résultats numériques, les différences entre expérience et simulation pour la configuration croisée ne permettent pas d'écarter la piste électronique comme vecteur du comportement collectif. La simulation montre que les électrons chauds conduisent eux aussi à une augmentation des fluctuations électroniques dans leur sillage, qui est néanmoins plus modeste dans le domaine résonant.
- Ce nuage d'électrons chauds générés par le speckle fort se disperse dans le plasma au cours du temps, ce qui est observé numériquement et supposé expérimentalement (impossibilité de mesurer directement les électrons). Son extension transverse croît avec une vitesse $v_x \sim 30\,\mu\text{m.ps}^{-1}$ (pour une intensité du speckle fort de $\sim 10^{16}$ W.cm^{-2}) et atteint des distances importantes de plusieurs dizaines de µm de part et d'autre du speckle fort. La perturbation électronique reste suffisamment active à cette distance pour rendre le speckle faible instable jusqu'à une durée importante, typiquement 15-20 ps observé expérimentalement pour une distance inter-speckles de 90 µm.
  Les simulations ont permis d'observer que l'extension transverse du nuage finit par décroître et se concentre autour de l'axe laser. Il n'a cependant pas été possible de caractériser numériquement la décroissance lente de l'extension transverse du nuage du fait de la durée limitée des simulations. Les observations expérimentales semblent confirmer cette décroissance de l'extension transverse.
- L'augmentation de l'amortissement de type Landau des EPW du plasma (*i.e.* $k\lambda_D$ plus grand) semble réduire le temps de présence de la perturbation cinétique loin de l'axe du speckle fort.
- Quel que soit le vecteur qui déclenche son instabilité, un speckle faible qui devient instable sous l'effet d'un speckle fort présente une réflectivité saturée autour du pourcent.
- Un speckle faible devient instable au voisinage d'un speckle fort uniquement si son intensité est proche du seuil de l'instabilité en régime isolé.

Néanmoins, dans notre étude, un unique speckle perturbe le plasma. Pour des taches focales lissées spatialement, le nombre plus important de speckles forts peut engendrer une perturbation du plasma plus importante qu'en bispeckle et déclencher l'instabilité de speckles plus faibles. De plus, l'observation expérimentale de l'instabilité du speckle faible est contrainte par le niveau de détection des diagnostics.

Pour finir, l'étude a été étendue à l'échelle multispeckle à l'aide d'un faisceau lissé spa-

tialement par lame à phase aléatoire. Dans un premier temps, nous avons caractérisé le comportement standard de la diffusion Raman pour une multitude de speckles. Dans cette configuration, le seuil SRS se situe à $\sim 10^{14}$ W.cm^{-2}. Une remarque est qu'expérimentalement on mesure une chute drastique de la réflectivité dès lors que l'intensité moyenne dépasse $\sim 10^{15}$ W.cm^{-2}. Pour l'heure, nous n'avons pas de certitude pour expliquer ce comportement, l'hypothèse la plus probable étant la compétition de l'instabilité de filamentation des speckles intenses qui provoque leur éclatement.

En configuration multispeckle, il suffit d'un seul speckle fort, instable vis-à-vis de la diffusion Raman, pour que se déclenche l'avalanche SRS décrite numériquement par L. Yin (Yin et al., 2013) et que l'instabilité se propage dans tous les speckles faibles voisins. Cette expérience a cependant été réalisée pour un speckle fort d'intensité 10 fois supérieure à l'intensité moyenne du champ. Il serait intéressant de poursuivre l'étude multispeckle en observant l'effet du rapport de l'intensité du speckle fort sur l'intensité moyenne de la tache focale lissée par RPP sur le développement global de l'instabilité SRS.

Cette étude a permis d'obtenir de nombreux résultats sur la dynamique picoseconde du comportement collectif en régime picoseconde. Nous avons démontré qu'expérimentalement, à l'échelle bi et multispeckle, le comportement collectif joue un rôle fondamental dans le développement global de l'instabilité Raman. Il s'agit donc d'un phénomène essentiel à considérer dans l'optique d'optimiser les capacités prédictives numériques du développement de la diffusion Raman, ce qui est particulièrement important pour les expériences de fusion par confinement inertiel.

Dans le cas des expériences de FCI, mises en place sur les grandes installations laser de type LMJ ou NIF, l'interaction laser plasma est caractérisée par des paramètres différents de ceux considérés dans notre étude. Dans le cadre du LMJ, le faisceau laser est à la fréquence 3ω, l'impulsion nanoseconde (3-20 ns) est lissée temporellement par dispersion spectrale ou SSD [1] et conduit a des interactions avec le plasma se produisant à des températures de l'ordre de 3 keV. Justifions ici la représentativité de notre étude pour des expériences de fusion.

La modification de la longueur d'onde du faisceau d'interaction conduit à la modification seuil de l'instabilité (*cf.* équation II.2.19). Cependant, le taux de croissance de l'instabilité Raman définit par l'équation II.2.13 est quant à lui indépendant de la longueur d'onde du faisceau, à densité équivalente (*i.e.* même n_e/n_c). En régime picoseconde, comme présentée dans le modèle II.2.3, c'est la notion de taux de croissance qui est tout particulièrement importante pour décrire l'instabilité de diffusion Raman. Le comportement de croissance de la diffusion Raman est donc le même pour une interaction à ω et à 3ω, nos résultats en

1. Smoothing by Spectral Dispersion

présence de plusieurs points chauds sont donc pertinents pour cette longueur d'onde.

Néanmoins, à densité équivalente, une interaction à 3ω est caractérisée par une densité plus élevée et donc un amortissement plus fort, plus particulièrement l'amortissement Landau (*cf.* figures V.2.5 et V.2.6). De même, une interaction se produisant pour des températures plus élevées, implique un amortissement plus important qui est caractérisé par un $k\lambda_D$ plus élevé. Or les caractéristiques du comportement collectif sont très dépendantes du régime d'amortissement comme il a été observé dans l'expérience à $k\lambda_D$ plus élevé par diminution de la densité électronique. Il s'agit donc d'une étude en dehors du cadre de cette thèse.

Dans le cadre de l'extension de nos résultats aux impulsions typiques des expériences FCI, une dernière expérience a été réalisée et est présentée dans l'annexe D. Celle-ci a mis en évidence l'importance de la durée de l'impulsion en configuration monospeckle sur le développement de la diffusion Raman. Nous avons observé, qu'en fonction de l'intensité laser, les instabilités ioniques commencent à se développer et à entrer en compétition avec le développement de l'instabilité Raman pour des durées d'impulsions supérieures à 3 ps, ce qui complique fortement l'interprétation. Dans les expériences multi-kilojoules pour la FCI, le lissage spatial est couplé au lissage temporel, généralement selon la technique SSD (Skupsky et al., 1989). La largeur spectrale du laser $\Delta\omega/\omega$ correspond à un temps de cohérence du laser de 2 à 3 ps. Pour étendre et comparer nos résultats aux impulsions utilisées sur les grandes installations laser, ce n'est pas la durée de l'impulsion qu'il faut considérer mais ce temps de cohérence laser. Notre expérience sur la durée de l'impulsion a démontré que pour ces temps de cohérence, la compétition avec les autres instabilités est un point crucial à considérer en plus du comportement collectif entre les speckles.

Le travail réalisé a permis d'acquérir des informations importantes sur le développement de l'instabilité Raman dans le cas d'un grand nombre de speckles, tout particulièrement en configuration bispeckle. Il reste néanmoins toujours des questions ouvertes :

- Corréler plus en détails les résultats expérimentaux et numériques bispeckle en polarisations croisées de manière à conclure sur l'effet des électrons chauds dans le développement du comportement collectif.
- Expliquer la persistance de la perturbation à longues distances transverses sur des temps longs de l'ordre de la dizaine de picoseconde.

Pour poursuivre et compléter cette étude, il faut désormais étudier le comportement collectif en présence des instabilité ioniques telles que l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. De plus, pour étendre complètement nos résultats au cas présent dans les expériences de FCI, il faut étudier le développement du comportement collectif pour des températures électroniques plus élevées et donc des régimes où l'amortissement est plus important. Dans ces

régimes, l'abaissement de l'amortissement Landau peut devenir un effet cinétique prépondérant, comme mis en évidence par les travaux de L. Yin (Yin et al., 2012, 2013) et donc conduire à un comportement collectif présentant des caractéristiques différentes.

Annexes

A Code particulaire CALDER

A.1 Principe d'un code particulaire

A l'inverse d'un code hydrodynamique qui traite les ions et électrons de façon fluide, un code particulaire, appelé PIC pour *Particle In Cell*, traite lui les particules de manière indépendante afin de pouvoir prendre en compte les effets collectifs. Plus précisément, du fait du très grand nombre d'électrons, le code traite des macro-particules, chacune représentant un grand nombre de particules réelles de façon à n'en calculer qu'un nombre raisonnable (quelques millions). Ces particules évoluent dans un plasma composé de champs électrique et magnétique qui se modifient réciproquement. Les champs créent des forces qui déplacent les particules via les équations du mouvement II.1.9b, qui vont à leur tour générer des courants qui altèrent les champs par le biais des équations de Maxwell II.1.10c et II.1.10d.

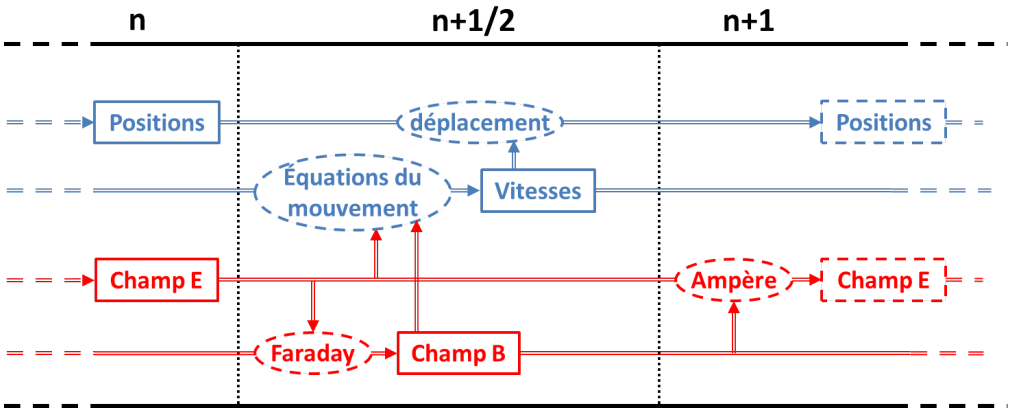


FIGURE A.1 – Étapes successives pour le calcul des particules et des champs dans un code PIC.

La figure A.1 présente schématiquement les différentes étapes de calcul qui prennent place

dans un code PIC. Remarquons tout d'abord que chaque pas de temps n est scindé en deux parties notées n et $n + 1/2$: il s'agit d'une structure appelée saute-mouton (*leapfrog*). La première correspond au calcul des positions et du champ électrique $\vec{E}$, la seconde quant-à elle correspond au calcul des vitesses et du champ magnétique $\vec{B}$. Pour chaque particule, sa position est modifiée d'après la valeur de sa vitesse qui elle-même est régie par les équations du mouvement faisant intervenir les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Les variations de chacun de ces deux champs sont couplées via les équations de Maxwell : celles de $\vec{B}$ sont obtenues grâce à l'équation de Maxwell-Faraday et celles de $\vec{E}$ par l'équation de Maxwell-Ampère. Le laser quant à lui est automatiquement propagé grâce aux équations de Maxwell en imposant une condition oscillante des champs aux bords de la boîte simulée.

A.2 Caractéristiques des simulations CALDER réalisées

Avant toute chose, précisons les grandeurs utilisées numériquement, celles-ci étant normalisées comme dans tout calcul numérique. En effet, par soucis de simplicité, tous les résultats qui sont présentés dans ce manuscrit sont toujours en unités normalisées, il est donc nécessaire de les expliciter préalablement. On récapitule dans le tableau suivant la normalisation de chacune des grandeurs utilisées ainsi que sa valeur physique.

Grandeur	Normalisation	Valeur
Longueur	c/ω_0	0.16 µm
Temps	$1/\omega_0$	0.53 fs
Vitesse	c	300 µm.ps^{-1}
Température	T_e	1 keV
Densité	n_c	1 10^{21} cm^{-3}

Table I.1 – Normalisation des grandeurs dans CALDER.

Au cours de cette thèse, les simulations CALDER réalisées ont été uniquement 2D car nécessitant déjà un temps de calcul extrêmement coûteux de l'ordre de 24h pour simuler 500 fs sur 2000 processeurs. Les caractéristiques numériques ont été imposées de manière à se rapprocher le plus possible de la configuration mise en place expérimentalement.

- Le domaine de simulation considéré est de 18000×6000 mailles de taille $0.2\,c/\omega_0$, ce qui équivaut à un pas spatial de 0.032 µm.
- Pour la résolution temporelle, il a été choisi de prendre des pas de temps de $0.14\ \omega_0^{-1}$ équivalant à un pas temporel de 0.074 fs.

- Les particules quant à elles sont au nombre de 50 par mailles. Le plasma est initialisé avec une densité électronique allant de 0.04 à $0.08\,n_c$ de profil parabolique sur l'axe de propagation et carré sur l'axe transverse. La température est initialisée à 0.3 keV pour les électrons et à 0.07 keV pour les ions.
- Les deux impulsions laser sont de profil gaussien, 1.38 ps et 16 µm FWHM, avec pour intensité respective 1.4 10^{16} W.cm^{-2} et 1 10^{15} W.cm^{-2} et espacées de 40 µm et 2 ps. Selon la simulation, les polarisations des deux faisceaux sont parallèles ou perpendiculaires.
- Les conditions aux limites selon les deux directions sont absorbantes pour les champs. Pour les particules, elles sont aussi absorbantes avec en plus ré-injection de particules thermiques (*i.e.* provenants de la Maxwellienne) dans la boîte de simulation.

Les diagnostics numériques utilisés sont les suivants :

- Une mesure de la densité électronique et ionique résolue spatialement en 2D
- Une mesure de la fonction de distribution électronique et ionique projetée sur z résolue spatialement en 1D selon z et x
- Une mesure des électrons chauds résolues spatialement en 2D
- Une mesure des électrons chauds résolues temporellement et selon x
- Une mesure des champs électrique E_x, E_y et magnétique B_y résolus spatialement en 2D
- Une mesure des champs électriques laser résolus temporellement et selon x

B Modèle d'ionisation du jet de gaz

Une description complète de tout le processus d'ionisation, premièrement la multiphotoionisation qui peut faire entrer en jeu nombre de paramètres et effets annexes (effet Stark, Above Threshold Ionization, ...), deuxièmement le chauffage des électrons libres ainsi créés dans l'impulsion laser et troisièmement l'ionisation collisionnelle, est relativement complexe. On se contente donc ici d'expliquer les principes fondamentaux à l'aide de concepts simples qui nous ont permis de construire un modèle analytique simplifié pour estimer le niveau d'ionisation.

Posons que le passage d'un état virtuel à un autre pour la multiphotoionisation se réalise avec la probabilité par unité de temps Marquès (1992)

$$P_1 = \sigma_1 I \tag{B.1}$$

où σ_1 est la section efficace de transition à un photon et I l'intensité laser. Cet état possède une durée de vie τ, durant laquelle un second photon peut être absorbé avec une probabilité par unité de temps

$$P_2 = \sigma_1 I \, \tau \, \sigma_1 I. \tag{B.2}$$

D'où, il vient par récurrence pour N photons, que l'on pose être le nombre de photons minimum pour éjecter l'électron (ie $N\hbar\omega_0 \geq E_i$)

$$P_N = \sigma_1^N \tau^{N-1} I^N = \sigma_N I^N \tag{B.3}$$

où σ_N est la section efficace généralisée d'absorption de N photons. Dans le cas de l'hélium, il y a deux électrons à éjecter, les probabilités d'absorption pour l'ion He^+ et l'ion He^{2+} sont donc respectivement notées P_{N_1} et P_{N_2}, avec N_1 =21 et N_2 =47, et $\sigma_{N_1} = 4.7\,10^{-312}$ $W^{-N_1}.cm^{-2N_1}.s^{-1}$ et $\sigma_{N_2} = 1.4\,10^{-992}$ $W^{-N_2}.cm^{-2N_2}$ $.s^{-1}$ L'Huillier et al. (1983).

Ces électrons primaires générés gagnent alors de l'énergie en oscillant dans le champ laser E_0, de fréquence ω_0, qui va être convertie en énergie cinétique par collisions élastiques avec les atomes, selon un gain défini par Stenz & Tikhonchuk (2008)

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\nu_{ea}}{2m_e}\left(\frac{eE_0}{\omega_0}\right)^2 \tag{B.4}$$

où ν_{ea} est la fréquence de collision électron-atome définie par

$$\nu_{ea} = n_a \, v_{th}^e \, \sigma_m \tag{B.5}$$

avec n_a la densité d'atomes et $\sigma_m \approx 12\pi a_0^2$ où a_0 est le rayon de Bohr. Par simplicité, on suppose que dès qu'un électron est créé, son énergie appartient à la fonction de distribution

Maxwellienne.

Pour l'ionisation collisionnelle, la probabilité d'ionisation électron/atome par unité de temps est donnée par Rae (1991)

$$R_{ij} = \frac{n_e}{m_e} \int f(E)\, \Sigma_{ij}(E)\, dE \tag{B.6}$$

où i=1 ou 2 respectivement pour la formation de l'ion He^+ ou He^{2+}, j=1 ou 2 respectivement pour des collisions avec les atomes He^+ ou He et $f(E)$ est la fonction de distribution électronique que l'on pose Maxwellienne et $\Delta(E)$ la section efficace de collision donnée par

$$\Sigma_{ij}(E) = 4\pi a_0^2 p_j \left(\frac{E_H}{E_i}\right)^2 G(E/E_i) \tag{B.7}$$

avec p_j le nombre d'électron dans la couche atomique, E_H est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13.6 eV) et G la fonction

$$G(u) = \frac{1}{u}\left(\frac{u-1}{u+1}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{2}{3}\left(1 - \frac{1}{2u}\right) \ln\left(2.7 + \sqrt{u-1}\right)\right]. \tag{B.8}$$

Couplons ces différentes équations pour obtenir un modèle de l'évolution de l'ionisation au cours de l'impulsion laser. Soit Γ_0, Γ_1 et Γ_2 respectivement les pourcentages d'atomes, d'ions He^+ et d'ions He^{2+}, avec par définition $\Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2 = 1$, l'évolution temporelle de chacune de ces populations est donnée par le système

$$\frac{d\Gamma_0}{dt} = (-P_{N_1} - P_{N_2} - R_1 - R_2)\,\Gamma_0 \tag{B.9}$$

$$\frac{d\Gamma_1}{dt} = (P_{N_1} + R_1)\,\Gamma_0 \tag{B.10}$$

$$\frac{d\Gamma_2}{dt} = (P_{N_2} + R_2)\,\Gamma_0. \tag{B.11}$$

On pose que l'intensité gaussienne en temps est de la forme $I(t) = I_{max}G(t)$ (sous l'hypothèse d'une impulsion à bords raides spatialement) avec $G(t) = \exp\left[-4\ln(2)\left(t/t_{1/2}\right)^2\right]$ où $t_{1/2}$=550 ps est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

C Calcul de la température électronique

Des simulations hydrodynamiques d'un jet de gaz d'hélium ionisé par un faisceau de création ont été réalisées à l'aide du code FCI2 pour caractériser le plasma dans nos conditions expérimentales (Loiseau). Ces simulations n'ayant pas été réalisées durant cette thèse, seuls les résultats sont présentés sans plus de détails sur l'aspect numérique.

Les mesures de la densité électronique et de la température électronique obtenues selon l'énergie du faisceau de création sont résumées dans le tableau I.2

Énergie (J)	Densité électronique normalisée à n_c	Température électronique (eV)
10	0.03	150
	0.06	190
	0.1	230
100	0.03	260
	0.06	350
	0.1	420

TABLE I.2 – Résumé des résultats des simulations hydrodynamiques : densité, température et énergie du faisceau de création.

On considère une loi de puissance pour relier la température électronique à la densité électronique pour une énergie du faisceau de création donnée, ce qui donne les deux relations suivantes pour 10 et 100 J

$$\begin{cases} T_e \sim 518 \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{0.35} & E = 10\,\mathrm{J} \\ T_e \sim 1060 \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{0.4} & E = 100\,\mathrm{J} \end{cases} . \tag{C.1}$$

En considérant à nouveau une loi de puissance, on obtient finalement une expression de la température en fonction de la densité et de l'énergie du faisceau de création de la forme

$$\begin{aligned} T_e(n_e,\, E) \sim & \quad A * E^B \\ A(n_e) = & \quad \frac{259^2}{265} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{0.4} \\ B(n_e) = & \quad \log\left[\frac{530}{259} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{0.05}\right] \end{aligned} . \tag{C.2}$$

D Influence de la durée de l'interaction sur le développement du SRS

Toute notre étude est basée sur une interaction picoseconde qui assure le développement de l'instabilité de diffusion Raman stimulée tout en limitant la dynamique des ions. En effet, si celle-ci à le temps de se mettre en place, cela conduit au développement de divers phénomènes associés aux ions, tel que l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée qui entre en compétition avec l'instabilité Raman. Il est donc intéressant, en parallèle de notre étude sur la compréhension du développement SRS, d'observer sa compétition avec les instabilités ioniques. Pour ce faire, son développement a été observé pour des impulsions allant d'une durée subpicoseconde où la dynamique des ions n'a pas le temps de se mettre en place, à des durées proches de la dizaine de picosecondes qui permettent à d'autres instabilités d'entrer en compétition tout en restant limitées aux premières exponentiations.

Expérimentalement, les durées de l'impulsion, avec une ouverture $f/12$, ont été sélectionnées sur le domaine $\tau = [0.95; 1.5; 2.2; 3.0; 4.7; 6.6]$ ps et ce dans deux configurations. Pour la première, l'énergie du faisceau a été fixée à 160 mJ pour toutes les durées d'impulsion. Pour la seconde, c'est le gain SRS $G = \gamma\tau$ qui est maintenu constant en variant simultanément la durée et l'énergie. Plus précisément, le taux de croissance étant de la forme $\gamma \propto \sqrt{I}$ (*cf.* équation II.2.17), c'est le facteur $\sqrt{E\tau}$ qui a été gardé constant.

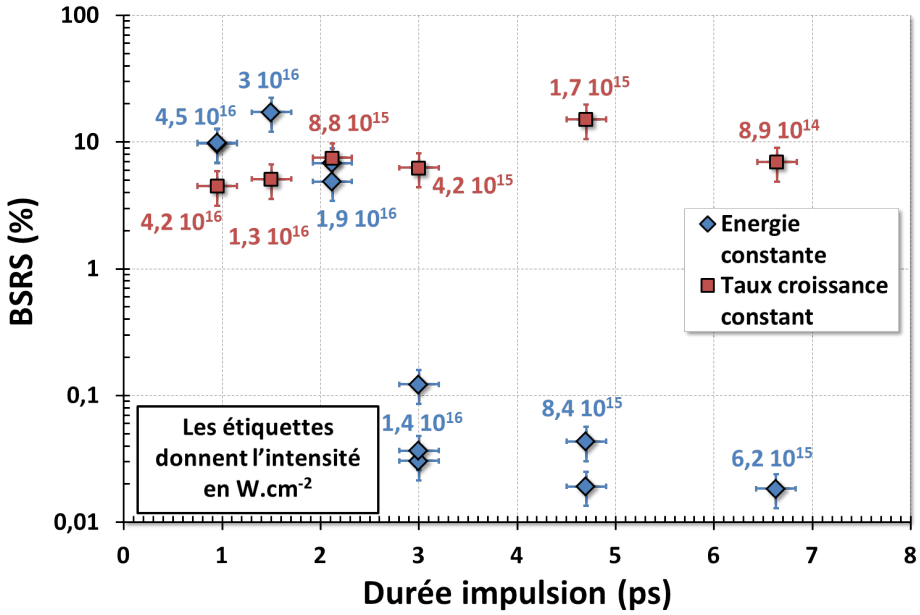


FIGURE D.1 – Réflectivité Raman en fonction de la durée d'impulsion pour les configurations énergie (160 mJ) et taux de croissance (115) constants.

Sur la figure D.1 sont présentées les mesures de réflectivité dans chacune des deux confi-

gurations. Lorsque le gain est constant, il apparaît que la réflectivité reste identique et ce pour des durées d'impulsion différentes. Si ce résultat semble acquis en phase de croissance linéaire, il faut noter que pour les énergies et les durées d'impulsions sélectionnées, le facteur de gain G est égal à $\sim$115 : l'instabilité se situe donc dans son régime saturé.

En configuration avec énergie constante, les résultats obtenus sont différents. Pour des durées d'impulsion supérieures à 2 ps environ le niveau réflectivité présente une très forte chute. Il y a toujours présence de rétrodiffusion, signe que le couplage Raman se produit, mais avec une efficacité beaucoup plus faible pour cette combinaison (E, t) : la diffusion Raman est perturbée dans le processus d'interaction laser-plasma.

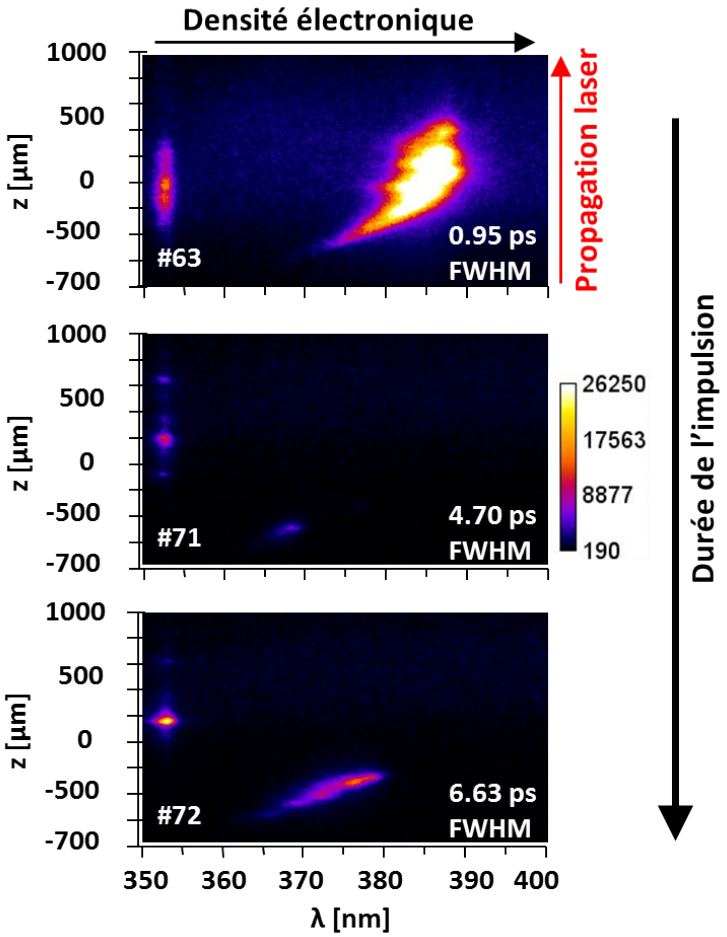


FIGURE D.2 – Spectres Thomson résolus longitudinalement présentant la zone de couplage Raman pour différentes durées d'impulsion et une énergie de 160 mJ, la sonde étant synchronisée avec le maximum de l'impulsion.

Analysons les spectres de diffusion Thomson résolus longitudinalement (*cf.* figure D.2) mesurés au sommet de l'impulsion laser. Ceux-ci permettent d'observer, à un instant donné, les ondes plasma électroniques le long de la propagation du faisceau d'interaction. Pour des

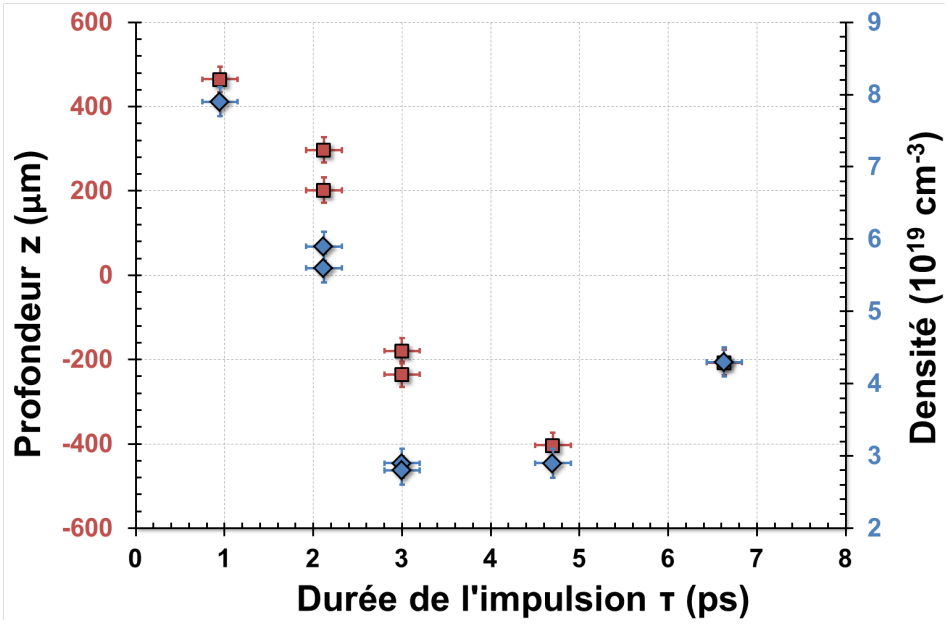


FIGURE D.3 – Profondeur maximale au maximum de l'impulsion et densité électronique associée à laquelle se développent les EPW en fonction de la durée de l'impulsion pour une énergie de 160 mJ.

impulsions courtes, l'instabilité Raman commence à se développer aux alentours de $z =$ -600 µm et s'étend dans le plasma jusqu'à ∼500 µm comme observé précédemment. Pour des impulsions suffisamment longues en revanche, les EPW n'arrivent pas à se développer profondément dans le plasma et l'instabilité reste confinée à l'entrée du plasma. On résume sur la figure D.3 la profondeur maximale à cet instant à laquelle sont observées les EPW ainsi que la densité électronique associée pour chacune des durées d'impulsion.

Pour des durées suffisamment longues, la propagation du faisceau est affectée et celui-ci ne se propage pas en profondeur. A ces durées d'impulsions, la dynamique des ions se met en place et permet notamment à l'instabilité de filamentation pondéromotive de se développer ce qui conduit à l'auto-focalisation et donc à l'éclatement du faisceau. La force pondéromotrice (*cf.* équation II.1.34) crée des fluctuations de densité ionique transverses qui modifient localement l'indice optique du milieu : le plasma peut alors être assimilé localement à une lentille. Intéressons-nous tout d'abord à la croissance temporelle de la filamentation. Dans le domaine supersonique défini par la condition

$$I > 2.3\,10^{10}\,(Z/A)\,(n_e/n_c)^{-1}\left(T_{e\,[\mathrm{keV}]}\,(1+T_i/ZT_e)\right)^2 \approx 3\,10^{11}\,\mathrm{W.cm^{-2}} \tag{D.1}$$

le taux de croissance temporel de cette instabilité est donné par (Pesme, 1993)

$$\gamma_{fil\,[\mathrm{s}^{-1}]} = \omega_0\sqrt{2\frac{Zm_e}{m_i}\frac{n_e}{n_c}\frac{v_{os}}{c}} = 2.7\,10^{-20}\sqrt{\frac{Z}{A}\frac{n_e}{n_c}I_{[\mathrm{W.cm^{-2}}]}}. \tag{D.2}$$

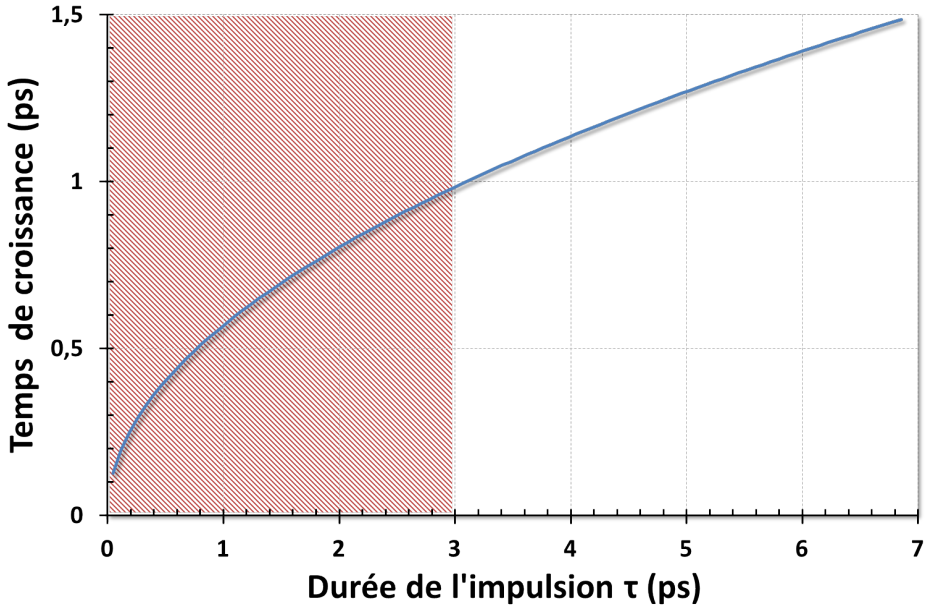


FIGURE D.4 – Facteur $\gamma_{fil}\tau$ en régime supersonique en fonction de la durée de l'impulsion pour une densité de 0.03 n_c et une énergie de 160 mJ.

Pour que l'instabilité de filamentation limite le développement du Raman en profondeur, celle-ci doit se développer en amont à des densités plus faibles. On considère que celle-ci se développe en $z = -300$ µm à la densité $n_e = 0.03\, n_c$ correspondant typiquement au début de l'instabilité Raman. Calculons le taux de croissance γ_{fil} à cette position pour une intensité définie par l'énergie incidente de 160 mJ, une taille du faisceau dans ce plan de 18 µm et pour chaque durée d'impulsion. La figure D.4 représente la grandeur $\gamma_{fil}\tau$ en fonction de la durée de l'impulsion. Le phénomène d'auto-focalisation ne peut se développer que lorsque $\gamma_{fil}\tau > 1$, ce qui est vérifié pour $\tau \gtrsim 3$ ps et est en accord avec les observations expérimentales.

La filamentation pondéromotive ne peut se développer que si la taille de la tache focale correspond aux dimensions transverses caractéristiques des fluctuations. La croissance spatiale de la filamentation pondéromotrice le long de l'axe de propagation laser est donnée en fonction de la taille des fluctuations transverses l_r par la relation (Baton, 1991)

$$\kappa_{fil} = \frac{1}{2k_0}\left[\frac{v_{os}}{\sqrt{2}v_{th}}\frac{\omega_{pe}}{c}\frac{1}{l_r} - \frac{1}{l_r^2}\right] \tag{D.3}$$

$$\kappa_{fil\,[\mu\mathrm{m}^{-1}]} = \left[4.63\,10^{-17}\frac{n_e}{n_c}\frac{I_{[\mathrm{W.cm}^{-2}]}\lambda^2_{0\,[\mu\mathrm{m}]}}{T_{e\,[\mathrm{keV}]}}\frac{1}{l^2_{r\,[\mu\mathrm{m}]}} - 6.3\,10^{-3}\frac{\lambda^2_{0\,[\mu\mathrm{m}]}}{l^4_{r\,[\mu\mathrm{m}]}}\right]^{1/2}. \tag{D.4}$$

Le premier terme du membre de droite décrit un phénomène d'auto-focalisation, alors que le second terme est lié à la diffraction. La diffraction impose une taille minimale des fluctuations pour que l'auto-focalisation se mette en place. Ainsi il faut que la tache focale soit

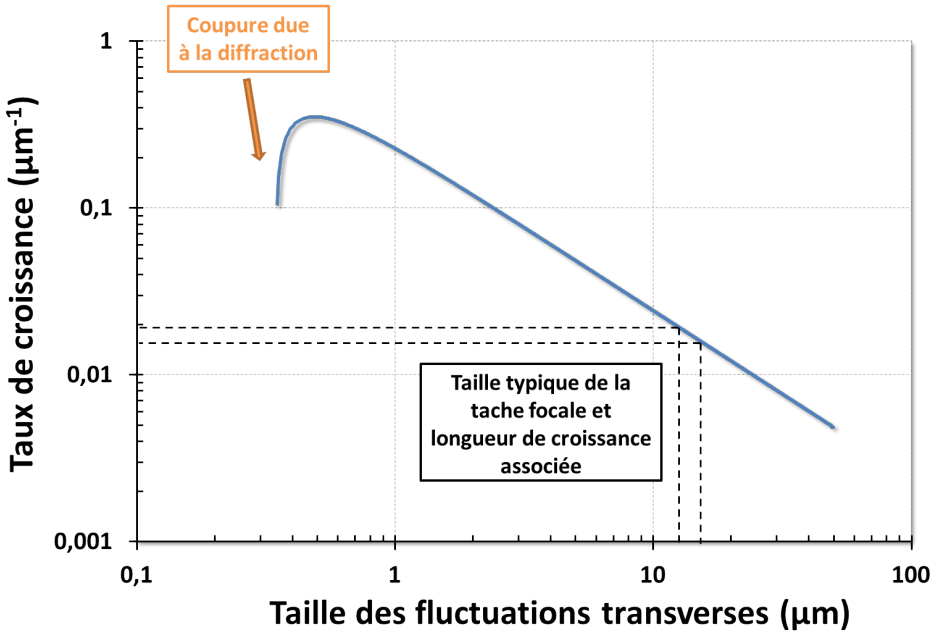


FIGURE D.5 – Taux de croissance spatial de la filamentation pondéromotive en fonction de la taille des fluctuations transverses pour une densité de 0.03 n_c et une impulsion de 2 ps.

de dimension suffisante pour se situer au-dessus de ce seuil, tout en restant modérée car la longueur de croissance décroit en l_r^{-2}.

On présente sur la figure D.5 l'évolution du taux de croissance spatial en fonction de l_r en considérant la même densité que précédemment et l'intensité du faisceau pour $\tau = 3$ ps. La coupure à gauche pour les petites tailles de fluctuations est due au phénomène de diffraction. Pour une dimension de la fluctuation transverse proche de la dimension de la tache focale, soit $\sim 15\,\mu$m, on se situe dans le régime d'auto-focalisation caractérisé par un taux $\kappa_{fil} \sim 0.016\,\mu\text{m}^{-1}$ qui donne une longueur de croissance caractéristique de quelques 60 µm petite devant la longueur de Rayleigh du faisceau. Dans nos conditions expérimentales, l'auto-focalisation peut donc se développer et conduire à l'éclatement du faisceau ce qui semble expliquer la diminution de l'instabilité Raman pour des durées d'impulsion supérieures à 2 ps.

Cette étude, sur des durées allant de la picoseconde à la dizaine de picosecondes, confirme la nécessité de mener l'étude de l'instabilité Raman avec des impulsions suffisamment courtes pour observer son développement. Pour des impulsions trop longues, typiquement supérieures à 2-3 ps, et avec cette énergie, la diffusion Raman est contrecarrée par l'auto-focalisation du faisceau ce qui complique fortement l'interprétation.

E Formulaire

Symbole	Grandeur physique	Valeur	Unité
A	Potentiel vecteur		A
a_0	Rayon de Bohr	$5\ 10^{-11}$	m
B	Champ magnétique		$\mathrm{A.m^{-1}}$
c	Vitesse du son	$2.998\ 10^{8}$	$\mathrm{m.s^{-1}}$
c_s	Vitesse acoustique plasma		$\mathrm{m.s^{-1}}$
e	Charge élémentaire	$1.602\ 10^{-19}$	C
E	Champ électrique		$\mathrm{V.m^{-1}}$
ε_0	Permittivité du vide	$8.854\ 10^{-12}$	$\mathrm{F.m^{-1}}$
h	Constante de Planck	$6.6261\ 10^{-34}$	$\mathrm{J.s^{-1}}$
G	Facteur de gain		
j	Densité de courant		$\mathrm{A.m^{-2}}$
k_B	Constante de Boltzmann	$1.381\ 10^{-23}$	$\mathrm{J.K^{-1}}$
k_α	Vecteur d'onde de l'onde α		$\mathrm{m^{-1}}$
κ_{spat}	Taux d'amplification spatial		$\mathrm{m^{-1}}$
λ_α	Longueur d'onde de l'onde α		$\mathrm{m^{-1}}$
λ_D	Longueur de Debye		m
m_e	Masse de l'électron	$9.109\ 10^{-31}$	kg
m_i	Masse de l'ion		kg
n_j	Densité de l'espèce j		$\mathrm{cm^{-3}}$
n_c	Densité critique		$\mathrm{cm^{-3}}$
n_p	Indice optique du plasma		
ρ	Densité de charge volumique		$\mathrm{C.m^{-3}}$
T_j	Température de l'espèce j		K
μ_0	Perméabilité du vide	$1.257\ 10^{-6}$	$\mathrm{H.m^{-1}}$
v_{th}^j	Vitesse thermique de l'espèce j		$\mathrm{m.s^{-1}}$
v_ϕ	Vitesse de phase d'une onde plasma		$\mathrm{m.s^{-1}}$
v_φ	Vitesse de phase d'une onde électromagnétique		$\mathrm{m.s^{-1}}$
$v_{g\,\alpha}$	Vitesse de groupe de l'onde α		$\mathrm{m.s^{-1}}$
ν_{ei}	Fréquence de collision électrons / ions		$\mathrm{s^{-1}}$
ν_L	Amortissement Landau		$\mathrm{s^{-1}}$
ν_{ib}	Amortissement Bremsstrahlung inverse		$\mathrm{s^{-1}}$
ω_{pe}	Pulsation plasma électronique		$\mathrm{s^{-1}}$
ω_{pi}	Pulsation plasma ionique		$\mathrm{s^{-1}}$

ω_α	Pulsation de l'onde α	s^{-1}
ω_b	Fréquence d'oscillation des électrons piégés	s^{-1}
γ_0	Taux de croissance Raman homogène	s^{-1}
γ	Taux de croissance Raman amorti	s^{-1}
γ_α	Amortissement des ondes α	s^{-1}
Z	Numéro atomique	
χ	Susceptibilité diélectrique	
I	Intensité du faisceau	$W.cm^{-2}$
f	Distance focale	m
D	Diamètre du faisceau ou de l'élement	m

Type	Indice	Siginifcation
Onde α	0	Onde laser de pompe
	EMW	Onde électromagnétique
	SRS / 1	Onde diffusée Raman
	EPW / 2	Onde plasma électronique
	SBS	Onde diffusée Brillouin
	IAW	Onde acoustique ionique
	$sonde$	Onde laser de sonde Thomson
	$diff$	Onde diffusée Thomson
	$therm$	Fluctuations thermiques
Espèce j	e	Electronique
	i	Ionique

Bibliographie

Banks, J. W., R. L. Berger, S. Brunner, B. I. Cohen, & J. A. F. Hittinger, **2011**. *Two-dimensional Vlasov simulation of electron plasma wave trapping, wavefront bowing, self-focusing, and sidelossa).* Physics of Plasmas (1994-present), volume 18, no. 5 052102.

Basov, N., P. Kriukov, S. Zakharov, Y. Senatsky, & S. Tchekalin, **1968**. *Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface.* Quantum Electronics, IEEE Journal of, volume 4, no. 11 pages 864–867.

Baton, S., **1991**. *Etude expérimentale de la filamentation dans l'interaction laser-plasma à haut flux.* Ph.D. thesis, Université Paris XI.

Benisti, D. & L. Gremillet, **2007**. *Nonlinear plasma response to a slowly varying electrostatic wave, and application to stimulated Raman scattering.* Physics of Plasmas, volume 14, no. 4 042304.

Benisti, D., O. Morice, L. Gremillet, A. Friou, & E. Lefebvre, **2012**. *Nonlinear kinetic modeling of stimulated Raman scattering in a multidimensional geometry.* Physics of Plasmas, volume 19, no. 5 056301.

Benisti, D., D. J. Strozzi, & L. Gremillet, **2008**. *Breakdown of electrostatic predictions for the nonlinear dispersion relation of a stimulated Raman scattering driven plasma wave.* Physics of Plasmas, volume 15, no. 3 030701.

Benisti, D., D. J. Strozzi, L. Gremillet, & O. Morice, **2009**. *Nonlinear Landau Damping Rate of a Driven Plasma Wave.* Phys. Rev. Lett., volume 103 page 155002.

Bers, A., **1983**. *Handbook of Plasma Physics : Chapter 3.2, Section 3.2.3, Space-Time Evolution of Plasma Instabilities - Absolute and Convective*, volume 1. North-Holland Publishing Co.

Bonnaud, **G.**, **1993**. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, volume 1 of *Première partie*. Eyrolles. Amortissements collisionnels, p.192.

Brillouin, **L.**, **1926**. *La mécanique ondulatoire de Schrödinger ; une méthode générale de résolution par approximations successives*. Comptes rendus (Paris), volume 183 pages 24–26.

Brunner, **S.**, **2004**. *Trapped-Particle Instability Leading to Bursting in Stimulated Raman Scattering Simulations*. Phys. Rev. Lett., volume 93, no. 14 page 145003.

Brunner, **S.**, R. L. Berger, B. I. Cohen, L. Hausammann, & E. J. Valeo, **2014**. *Kinetic simulations and reduced modeling of longitudinal sideband instabilities in nonlinear electron plasma waves*. Physics of Plasmas, volume 21, no. 10 102104.

C. Colin, **F. F. D. G.**, **Y. Durand** & P. Lange, **1968**. *Étude expérimentale du plasma crée par laser sur une cible*. J. Phys. Colloques, volume 29, no. C3 pages 59 – 62.

Craxton, **R.**, **1981**. *High efficiency frequency tripling schemes for high-power Nd :glass lasers*. Journal of Quantum Electron, volume 17 page 1771.

Dewar, **R. L.**, **1972**. *Frequency Shift Due to Trapped Particles*. Physics of Fluids, volume 15, no. 4 pages 712–714.

Divol, **L.** & P. Mounaix, **1999**. *Temporal behavior of backscattering instabilities in a three-dimensional cylindrical hot spot: I. Standard decay regime*. Physics of Plasmas (1994-present), volume 6, no. 10 pages 4037–4048.

DuBois, **D. F.** & M. V. Goldman, **1965**. *Parametrically excited plama fluctuations*. Phys. Rev. Lett., volume 14 page 544.

Estabrook, **K.** & W. L. Kruer, **1989**. *Nonlinear features of stimulated Brillouin and Raman scattering*. Physics of Fluids B, volume 1, no. 6 page 1282.

Friou, **A.**, D. Benisti, L. Gremillet, E. Lefebvre, O. Morice, et al., **2013**. *Saturation mechanisms of backward stimulated Raman scattering in a one-dimensional geometry*. Physics of Plasmas, volume 20, no. 10 103103.

Froula, **D. H.**, S. H. Glenzer, N. C. Luhmann, & J. Sheffield, **2011**. *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*. Elsevier.

Garnier, **J.**, **1999**. *Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plates revisited*. Physics of Plasmas (1994-present), volume 6, no. 5 pages 1601–1610.

Glenzer, **S. H.** & al., **2011**. *Demonstration of Ignition Radiation Temperatures in Indirect-Drive Inertial Confinement Fusion Hohlraums.* Phys. Rev. Lett., volume 106 page 085004.

Heikkinen, **J. A.** & S. J. Karttunen, **1986**. *Intensity saturation of stimulated Raman scattering by ion-wave coupling.* Physics of Fluids (1958-1988), volume 29, no. 4 pages 1291–1297.

Kato, **Y.**, K. Mima, N. Miyanaga, S. Aringa, Y. Kitagawa, et al., **1984**. *Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma instability suppression.* Phys. Rev. Lett., volume 53 page 1057.

Keldysh, **L.**, **1965**. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave.* Sov. Phys. JETP, volume 20 page 1307.

Kirkwood, **R. K.**, P. Michel, R. London, J. D. Moody, E. Dewald, et al., **2011**. *Multi-beam effects on backscatter and its saturation in experiments with conditions relevant to ignitiona).* Physics of Plasmas (1994-present), volume 18, no. 5 056311.

Kline, **J. L.**, D. S. Montgomery, B. Bezzerides, J. A. Cobble, D. F. DuBois, et al., **2005**. *Observation of a Transition from Fluid to Kinetic Nonlinearities for Langmuir Waves Driven by Stimulated Raman Backscatter.* Phys. Rev. Lett., volume 94 page 175003.

Kline, **J. L.**, D. S. Montgomery, L. Yin, D. F. DuBois, B. J. Albright, et al., **2006**. *Different k?D regimes for nonlinear effects on Langmuir waves.* Physics of Plasmas (1994-present), volume 13, no. 5 055906.

Kramers, **H.**, **1926**. *Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung.* Zeitschrift fÃŒr Physik, volume 39, no. 10-11 pages 828–840.

Kruer, **W.**, **1988**. *The Physics of laser plasma interactions.* Addison-Wesley Publishing Compagny.

Kruer, **W. L.**, J. M. Dawson, & R. N. Sudan, **1969**. *Trapped-Particle Instability.* Phys. Rev. Lett., volume 23 pages 838–841.

Landau, **L.**, **1946**. *On the vibration of the electronic plasma.* J. Phys. (USSR), volume 10 page 25.

Lawson, **J. D.**, **1957**. *Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor.* Proceedings of the Physical Society. Section B, volume 70, no. 1 page 6.

Le Cain, A., G. Riazuelo, & J. M. Sajer, **2012**. *Statistical spatio-temporal properties of the Laser MegaJoule speckle.* Physics of Plasmas, volume 19, no. 10 102704.

Lefebvre, E., N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M. Aleonard, et al., **2003**. *Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions.* Nuclear Fusion, volume 43, no. 7 page 629.

L'Huillier, A., L. A. Lompre, G. Mainfray, & C. Manus, **1983**. *Multiply charged ions induced by multiphoton absorption processes in rare-gas atoms at 1.064ÎŒm.* Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics, volume 16, no. 8 page 1363.

Lindl, J., **1995**. *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain.* Physics of Plasmas (1994-present), volume 2, no. 11 pages 3933–4024.

Lindl, J. & P. Kaw, **1971**. *Ponderomotive Force on Laser-Produced Plasmas.* Physics of Fluids, volume 14 pages 371–377.

Loiseau, P. *Simulations hydro-radiative d'un jet de gaz d'hélium.* Rapport interne CEA.

Malka, V., C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, et al., **2000**. *Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets.* Review of Scientific Instruments, volume 71, no. 6 pages 2329–2333.

Malmberg, J. H. & C. B. Wharton, **1964**. *Collisionless Damping of Electrostatic Plasma Waves.* Phys. Rev. Lett., volume 13 pages 184–186.

Marquès, J., **1992**. *Créattion de plasmas homogènes pour l'excitation d'ondes plasma relativites par battement d'ondes laser.* Ph.D. thesis, Université Paris XI.

Masson-Laborde, P. E., W. Rozmus, Z. Peng, D. Pesme, S. Huller, et al., **2010**. *Evolution of the stimulated Raman scattering instability in two-dimensional particle-in-cell simulations.* Physics of Plasmas (1994-present), volume 17, no. 9 092704.

Meezan, N. B., L. J. Atherton, D. A. Callahan, E. L. Dewald, S. Dixit, et al., **2010**. *National Ignition Campaign Hohlraum energeticsa).* Physics of Plasmas (1994-present), volume 17, no. 5 056304.

Menapace, J. A., S. N. Dixit, F. Y. Genin, & W. F. Brocious, **2004**. *Proceedings of SPIE, High Power Lasers : 2003 Boulder Damage Symposium.* SPIE, Boulder, page 220.

Milonni, P. W. & J. H. Eberly, **2010**. *Laser Physics.* Wiley, 2nd edition.

Montgomery, **D. S.**, J. A. Cobble, J. C. Fernandez, R. J. Focia, R. P. Johnson, et al., **2002**. *Recent Trident single hot spot experiments: Evidence for kinetic effects, and observation of Langmuir decay instability cascade.* Physics of Plasmas, volume 9, no. 5 pages 2311–2320.

Mora, **P.**, **2011**. *Introduction aux plasmas créés par laser.* In *Cours Ecole Polytechnique.*

Morales, **G. J.** & T. O'Neil, **1972**. *Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave.* Phys. Rev. Lett., volume 28, no. 7 page 417.

Mouhot, **C.** & C. Villani, **2011**. *On Landau damping.* Acta Mathematica, volume 207 pages 29–201.

Mounaix, **P.**, D. Pesme, W. Rozmus, & M. Casanova, **1993**. *Space and time behavior of parametric instabilities for a finite pump wave duration in a bounded plasma.* Physics of Fluids B: Plasma Physics, volume 5, no. 9 pages 3304–3318.

Nicholson, **D. R.**, **1983**. *Introduction to Plasma Theory.* John Wiley and Sons.

Nuckolls, **J.**, J. Emmet, & L. Wood, **1973**. *Laser-induced thermonuclear fusion.* Phys. Todat, volume 26 page 46.

O'Neil, **T.**, **1965**. *Collisionless Damping of Nonlinear Plasma Oscillations.* Physics of Fluids, volume 8, no. 12 page 2255.

Pesme, **D.**, **1993**. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, volume 1 of *Première partie.* Eyrolles.

Rae, **S.**, **1991**. *Short-Pulse Laser-Plasma Interactions.* Ph.D. thesis, University of Oxford.

Rose, **H. A.** & D. F. DuBois, **1993**. *Statistical properties of laser hot spots produced by a random phase plate.* Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993), volume 5, no. 2 pages 590–596.

Rose, **H. A.** & D. F. DuBois, **1994**. *Laser hot spots and the breakdown of linear instability theory with application to stimulated Brillouin scattering.* Phys. Rev. Lett., volume 72 pages 2883–2886.

Rose, **H. A.** & P. Mounaix, **2011**. *Diffraction-controlled backscattering threshold and application to Raman gap.* Physics of Plasmas, volume 18, no. 4 042109.

Rose, **H. A.** & D. A. Russell, **2001**. *A self-consistent trapping model of driven electron plasma waves and limits on stimulated Raman scatter.* Physics of Plasmas, volume 8, no. 11 pages 4784–4799.

Rousseaux, **C.**, **1990**. *Etude de l'instabilité Raman et de la génération d'électrons à hautes énergies dans l'interaction laser-plasma.* Ph.D. thesis, Université Paris XI.

Rousseaux, **C.**, S. D. Baton, D. Bénisti, L. Gremillet, J. C. Adam, et al., **2009**. *Experimental Evidence of Predominantly Transverse Electron Plasma Waves Driven by Stimulated Raman Scattering of Picosecond Laser Pulses.* Phys. Rev. Lett., volume 102 page 185003.

Rousseaux, **C.**, L. Gremillet, M. Casanova, P. Loiseau, M. Rabec Le Gloahec, et al., **2006**. *Transient Development of Backward Stimulated Raman and Brillouin Scattering on a Picosecond Time Scale Measured by Subpicosecond Thomson Diagnostic.* Phys. Rev. Lett., volume 97 page 015001.

Rousseaux, **C.**, G. Malka, J. L. Miquel, F. Amiranoff, S. D. Baton, et al., **1995**. *Experimental Validation of the Linear Theory of Stimulated Raman Scattering Driven by a 500-fs Laser Pulse in a Preformed Underdense Plasma.* Phys. Rev. Lett., volume 74 pages 4655–4658.

Russell, **D.**, D. F. DuBois, & H. A. Rose, **1986**. *Collapsing-caviton turbulence in one dimension.* Phys. Rev. Lett., volume 56 pages 838–841.

Skupsky, **S.**, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, et al., **1989**. *Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light.* Journal of Applied Physics, volume 66, no. 8 pages 3456–3462.

Spitzer, **L.** & R. Harm, **1953**. *Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas.* Physical Review, volume 89 pages 977–981.

Stenz, **C.** & V. T. Tikhonchuk, **2008**. *Physique des plasmas.* In *Cours Université Bordeaux I*, volume I : Particules et ondes.

Strickland, **D.** & G. Mourou, **1985**. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications, volume 56, no. 3 pages 219–221.

Tikhonchuk, **V.**, **2007**. *Cinétique des plasmas.* In *Cours Master Recherche Sciences de la fusion.*

Tonks, **L.** & I. Langmuir, **1929**. *Oscillations in Ionized Gases.* Phys. Rev., volume 33 pages 195–210.

Vu, **H. X.**, D. F. DuBois, & B. Bezzerides, **2001**. *Transient Enhancement and Detuning of Laser-Driven Parametric Instabilities by Particle Trapping.* Phys. Rev. Lett., volume 86, no. 19 page 4306.

Vu, **H. X.**, D. F. DuBois, & B. Bezzerides, **2007**. *Inflation threshold: A nonlinear trapping-induced threshold for the rapid onset of stimulated Raman scattering from a single laser speckle.* Physics of Plasmas (1994-present), volume 14, no. 1 012702.

Wattellier, **B.**, J. Fuchs, J.-P. Zou, J.-C. Chanteloup, H. Bandulet, et al., **2003**. *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, volume 20, no. 8 pages 1632–1642.

Wentzel, **G.**, **1926**. *Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik.* Zeitschrift für Physik, volume 38, no. 6-7 pages 518–529.

Wharton, **C. B.**, J. H. Malmberg, & T. M. O'Neil, **1968**. *Nonlinear Effects of Large Amplitude Plasma Waves.* Physics of Fluids (1958-1988), volume 11, no. 8 pages 1761–1763.

Winjum, **B. J.**, F. S. Tsung, & W. B. Mori, **2013**. *PIC simulations of stimulated Raman scattering due to interacting laser speckles.* In *Anomalous Absorption Conference.*

Yin, **L.**, B. J. Albright, K. J. Bowers, W. Daughton, & H. A. Rose, **2007**. *Saturation of Backward Stimulated Scattering of a Laser Beam in the Kinetic Regime.* Phys. Rev. Lett., volume 99 page 265004.

Yin, **L.**, B. J. Albright, K. J. Bowers, W. Daughton, & H. A. Rose, **2008**. *Saturation of backward stimulated scattering of laser in kinetic regime: Wavefront bowing, trapped particle modulational instability, and trapped particle self-focusing of plasma waves.* Physics of Plasmas, volume 15, no. 1 013109.

Yin, **L.**, B. J. Albright, H. A. Rose, K. J. Bowers, B. Bergen, et al., **2009**. *Onset and saturation of backward stimulated Raman scattering of laser in trapping regime in three spatial dimensions.* Physics of Plasmas, volume 16, no. 11 113101.

Yin, **L.**, B. J. Albright, H. A. Rose, K. J. Bowers, B. Bergen, et al., **2012**. *Trapping induced nonlinear behavior of backward stimulated Raman scattering in multi-speckled laser beams.* Physics of Plasmas, volume 19, no. 5 056304.

Yin, L., B. J. Albright, H. A. Rose, D. S. Montgomery, J. L. Kline, et al., **2013**. *Self-organized coherent bursts of stimulated Raman scattering and speckle interaction in multi-speckled laser beams.* Physics of Plasmas, volume 20, no. 1 012702.

Yin, L., B. J. Albright, H. A. Rose, D. S. Montgomery, J. L. Kline, et al., **2014**. *Stimulated scattering in laser driven fusion and high energy density physics experiments.* Physics of Plasmas, volume 21, no. 9 092707.