

Etude expérimentale de la modification des instabilités paramétriques en plasmas multiples.

Vincent Yahia

▶ **To cite this version:**

Vincent Yahia. Etude expérimentale de la modification des instabilités paramétriques en plasmas multiples.. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2014. Français. NNT : . pastel-01057855

HAL Id: pastel-01057855
https://pastel.hal.science/pastel-01057855

Submitted on 25 Aug 2014

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.

THESE DE DOCTORAT

présentée à l'Ecole Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

par

Vincent YAHIA

Etude expérimentale de la modification des instabilités paramétriques en plasmas multiples

---

Présentée et soutenue publiquement le 12 Mai 2014 devant le jury composé de :

M. Didier Benisti	*Rapporteur*
Mme Brigitte Cros	*Rapporteur*
Mme Sylvie Depierreux	*Encadrante CEA*
Mme Anne Héron	*Examinatrice*
Mme Christine Labaune	*Directrice de thèse*
M. Victor Malka	*Président du jury*
M. Pascal Loiseau	*Examinateur*

Résumé : La présence simultanée de plusieurs plasmas le long de la trajectoire d'un faisceau laser énergétique est susceptible de modifier de manière importante le comportement des instabilités paramétriques par rapport au cas où un seul plasma est présent. Afin d'identifier les différents effets pouvant intervenir dans ce type de situation, un système de cible double dont l'écartement est ajustable a été développé, la première cible étant une mousse de faible densité et la seconde une feuille de plastique. Une partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation de l'interaction dans les mousses seules, cette dernière étant encore peu connue à l'heure actuelle pour de si faibles densités. Dans le cas d'interaction en présence de deux plasmas, nous analysons successivement trois effets : celui du mélange hydrodynamique des deux plasmas, celui de l'incohérence induite par plasma et enfin celui du couplage électromagnétique entre les deux plasmas. Pour la première fois, il a été mis en évidence que l'incohérence induite par plasma sur un faisceau conduisait à la réduction de la rétrodiffusion Brillouin dans un plasma séparé. En revanche, cette incohérence ne parvient plus à compenser les effets hydrodynamiques se produisant par collision des plasmas lorsque ceux-ci sont suffisamment proches. Le couplage électromagnétique entre les plasmas affecte plus particulièrement la rétrodiffusion Raman, lorsque la rétrodiffusion du plasma de feuille traverse le plasma de mousse. Outre une réamplification du signal rétrodiffusé qui est un phénomène recherché dans l'amplification d'impulsions laser en milieu plasma, nous avons observé le développement de l'instabilité Raman dans une zone de plasma dominée par l'amortissement Landau ce qui est la signature d'effets cinétiques importants.

Abstract : The presence of several plasmas along the path of an energetic laser beam is likely to produce noticeable changes in the behaviour of parametric instabilities compared to the case of interaction with single plasma. In order to identify the different effects that can come into play in this kind of situation, a tunable double target system has been designed, allowing controlled variation in the distance betwwen the two targets. The first target was low density foam while the second one was a thin plastic foil. Part of this thesis is devoted to characterization of laser-plasma interaction into the foams since this subject has been not much explored yet for such low densities. In the cas of interaction with two plasmas, three effects have been identified and analysed : hydrodynamic coupling, the effect of laser-induced incoherence and electromagnetic coupling of the plasmas. For the first time it has been evidenced that laser-induced incoherence can lead to the suppression of the stimulated Brillouin backscattering generated into separate plasma. On the other hand, laser –induced incoherence benefits are lost when hydrodynamic effects occur due to the collision of the two plasmas if not enough distance is put between the targets. Stimulated Raman scattering is more sensitive to the electromagnetic coupling between the plasmas. The latter occurs when the backscattered light from the foil target propagates through the foam plasma. In this case, a reamplification of the scattered light can be observed leading to an increasing in relfectivity levels. This phenomenon is particularly desired for plasma amplification of short pulses. It at also been observed that in the low density region of the foam, bacskattered light from the foil leads to Raman amplification in the kinetic regime.

Remerciements

Loin de l'idée que l'on peut se faire du thésard enfermé jours et nuits seul dans son bureau, j'ai eu la chance, durant ces trois années (et plus...) de doctorat de côtoyer et de travailler avec un grand nombre de personnes. Je souhaite ici leur faire part de ma gratitude.

En premier lieu, je veux remercier Christine Labaune, qui a accepté de diriger cette thèse. En sus de m'avoir proposé un sujet de recherche plus qu'intéressant, elle m'a fait bénéficier de sa grande expérience en physique de l'interaction laser-plasma. J'ai particulièrement apprécié son dynamisme durant les campagnes expérimentales ainsi que ses conseils avisés qui m'ont permis plusieurs fois de trouver des solutions à des problèmes qui me paraissaient au premier abord insolubles.
Je souhaite ici également remercier Sylvie Depierreux, deuxième pilier de cette thèse co-financée CNRS/CEA, puisqu'elle a été mon encadrante au nom de cette dernière institution. Je lui exprime ici ma sincère gratitude pour avoir supervisé mon travail d'analyse des résultats et avoir patiemment relu mes articles, ainsi que pour m'avoir grandement aidé à faire mes premiers pas en salle d'expérience.

Je voudrais également adresser mes sincères remerciements à François Amiranoff, directeur du LULI et Patrick Renaudin, directeur de laboratoire au CEA/DAM, pour m'avoir accueilli au sein de leurs laboratoires respectifs. J'ai eu la chance d'avoir François Amiranoff en tant que professeur durant ma deuxième année de master et ses cours dynamiques et captivants ne furent pas étrangers à ma venue au LULI par la suite. Quant à Patrick Renaudin, j'ai particulièrement apprécié sa bonne humeur et sa disponibilité pour m'aider à franchir les divers obstacles administratifs.
Mes remerciements vont également aux personnes qui ont, de plus loin, contribué à la réussite de cette thèse. Tout d'abord à Eric Benzo, Denis Juraszek et Lionel Endignoux du CEA pour avoir régulièrement montré de l'intérêt à l'avancement de mes travaux et relu mon manuscrit. Ensuite, je remercie sincèrement Sylvie Jacquemot et Patrick Audebert du LULI pour avoir veillé à ce que cette thèse soit financée jusqu'au bout.

Je ne peux décemment pas ne pas citer ici mon jury sans le concours duquel cette thèse n'aurait jamais pu être soutenue. Ainsi, je remercie vivement Pascal Loiseau, Anne Héron et Victor Malka pour le temps qu'ils ont bien voulu m'accorder. J'adresse également un remerciement particulier à Brigitte Cros et Didier Bénisti qui ont accepté la tâche exigeante d'être rapporteurs de cette thèse.

Je leur sais gré de la patience avec laquelle ils ont relu ce manuscrit et je les remercie pour toutes leurs remarques et corrections.

Je souhaite également remercier ici deux personnes qui ont contribué pour beaucoup aux résultats présentés dans ce manuscrit. Tout d'abord, Paul-Edouard Masson-Laborde, qui s'est donné beaucoup de mal pour que je puisse ajouter le soupçon de simulations numériques qui manquait à cette thèse, et que je remercie aussi pour toutes les discussions et les bons moments que nous avons passés ensemble. Ensuite, Clément Goyon, deuxième doctorant du groupe Interaction et camarade de "galère". Merci pour tous les échanges au sujet de nos thèses respectives, pour tous les moments un peu difficiles passés en salle de manip' en pleine nuit à aligner des taches vertes sur fond vert, mais aussi pour tous les moments de franche rigolade.
Merci aussi à tout le personnel technique et administratif du LULI, avec une mention spéciale pour "les gens de la salle", à savoir Fabien, Emilie et Mathieu. Merci également à Harumi pour son montage méticuleux et toujours parfait de nos cibles et avec qui j'ai pu partager ma passion pour le pays du soleil levant.

Un grand merci pour tous les post-docs, thésards, stagiaires et autres "non-permanents" du LULI pour tous les très bons moments que nous avons pu passer ensemble. Ceux qui sont partis (parfois très loin) : Fredéric, Sebastien, Anna, Motoaki, Grégoire, Flyers/Floriane, Mitch/Maxence, Bruno, Clément et Guillaume. Et ceux qui sont encore là : Laura, Kelly/Adrien, Anaïs, Yuri/Roman, Anne-Claire, Claire, Kévin et Vincent.

Enfin, j'aimerais remercier ceux qui n'étaient pas dans le laboratoire mais qui m'ont soutenu pendant toutes ces années : les membres de ma famille, Kaï, Arthur mon ami de presque toujours et tous mes anciens colocataires de la Pacat' qui sont venu m'encourager le jour de ma soutenance. Un grand merci à tous !

Table des matières

1 Introduction **11**

1.1 La fusion par confinement inertiel par laser 13

1.1.1 Allumage par point chaud central : attaques directe et indirecte 15

1.1.2 Schémas alternatifs 17

1.2 L'interaction laser-plasma 19

1.3 Présentation et objectifs de la thèse 22

1.4 Plan de la thèse 24

2 Présentation du dispositif expérimental **25**

2.1 Dimensionnement de l'expérience 27

2.1.1 Rappels des objectifs scientifiques 27

2.1.2 Cibles utilisées et types de plasmas associés 28

2.1.3 Caractéristiques lasers 37

2.2 Réalisation pratique de l'expérience 43

2.2.1 Description des diagnostics 44

2.2.2 Calibration des diagnostics et erreurs associées 53

3 Etude des instabilités dans des plasmas de mousse de faible densité **61**

3.1 Présentation des instabilités paramétriques et outils théoriques 63

3.1.1 Les instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin 63

3.1.2 L'instabilité de filamentation 68

3.1.3 L'absorption collisionnelle 70

3.2 Etude de l'ionisation des mousses 73

3.2.1 Mesure de la vitesse moyenne d'ionisation 73

3.2.2 Comparaison avec un modèle 76

3.2.3 Evaluation de l'énergie nécessaire à l'ionisation 79

3.2.4 Conséquences pour les simulations hydrodynamiques 80

3.3 Instabilités dans les plasmas de mousse 83

3.3.1 Résultats expérimentaux : cas des mousses non préformées 85

3.3.2 Résultats expérimentaux : cas des mousses préformées 87

3.3.3 Bilan d'énergie . . . 92
3.3.4 Discussion des résultats . . . 93
3.4 Conclusion . . . 106
3.4.1 Principales observations . . . 106
3.4.2 Ce qu'il faut retenir en vue de l'étude des cibles composées . . . 107

4 Influence du couplage hydrodynamique de plasmas sur la rétrodiffusion 109
4.1 Position du problème et objectifs . . . 111
4.2 Présentation des résultats expérimentaux . . . 112
4.2.1 Mesures de rétrodiffusion Brillouin . . . 112
4.2.2 Mesures de rétrodiffusion Raman . . . 114
4.3 Discussion des résultats . . . 115
4.4 Conclusion . . . 119

5 Etude de l'influence du lissage plasma sur les instabilités paramétriques 121
5.1 Contexte de l'étude . . . 123
5.1.1 Contrôle de la symétrie d'implosion et lissage optique . . . 123
5.1.2 Contrôle des instabilités paramétriques . . . 124
5.1.3 Incohérence induite par plasma . . . 126
5.1.4 La méthode employée pour notre expérience . . . 127
5.2 Résultats expérimentaux . . . 128
5.2.1 Caractérisation de l'incohérence induite par une mousse . . . 128
5.2.2 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par RPP . . . 133
5.2.3 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par plasma . . . 138
5.3 Simulations numériques . . . 141
5.3.1 Simulation du lissage plasma . . . 141
5.3.2 Simulation de l'interaction du faisceau lissé avec une cible solide . . . 146
5.4 Discussion des résultats . . . 148
5.4.1 Effet de l'incohérence sur la rétrodiffusion Brillouin . . . 149
5.4.2 Comparaison avec nos mesures expérimentales . . . 151
5.5 Conclusion . . . 157

6 Couplage électromagnétique de plasmas 159
6.1 Introduction et rappels . . . 161
6.1.1 Contexte de l'étude . . . 161
6.1.2 Conditions expérimentales . . . 164
6.1.3 Rappels sur le piégeage de particules . . . 165
6.2 Présentation des résultats expérimentaux . . . 168
6.2.1 Etude du plasma de feuille mince . . . 169

6.2.2 Développement de l'instabilité de rétrodiffusion Raman en cible composée . . 173
6.3 Discussion des résultats 181
6.3.1 Interprétation du spectre de la cible composée aux grandes longueurs d'onde 182
6.3.2 Interprétation du spectre de la cible composée aux courtes longueur d'ondes . 185
6.4 Conclusion 190

7 Conclusion générale **193**

A Réponse temporelle des photodiodes rapides **197**

B Expression de la force pondéromotrice **199**

C Excitation d'une onde plasma par la force pondéromotrice **203**

D Amplification spatiale d'une onde plasma électronique dans le cadre de la rétrodiffusion Raman en régime linéaire **205**

Bibliographie **216**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 La fusion par confinement inertiel par laser 13

1.1.1 Allumage par point chaud central : attaques directe et indirecte . . 15

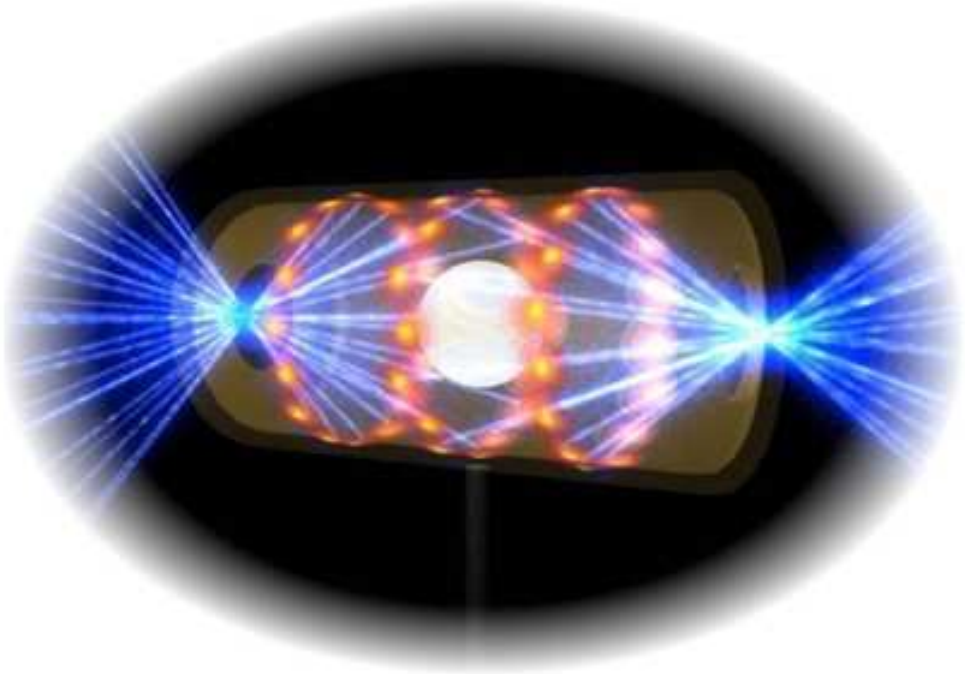
1.1.2 Schémas alternatifs 17

1.2 L'interaction laser-plasma 19

1.3 Présentation et objectifs de la thèse 22

1.4 Plan de la thèse 24

Cette thèse, dont l'objet est l'étude de la modification des processus d'interaction laser-plasma en plasmas multiples, s'inscrit dans le cadre plus large des recherches sur la fusion par confinement inertiel (FCI), dans son approche par laser. Avant d'entrer dans le cœur du sujet, nous nous proposons dans cette introduction de rappeler les grands principes ainsi que les principaux enjeux de cette méthode. Par la suite, nous nous focaliserons sur les problématiques liées à l'interaction laser-plasma. Après avoir évoqué les principaux défis à relever pour cette discipline dans le cadre de la FCI, nous introduirons alors la problématique spécifiquement traitée au cours de cette thèse.



1.1 La fusion par confinement inertiel par laser

En ce début de XXI^{ème} siècle, les enjeux liés à la production et à la consommation d'énergie sont plus que jamais d'actualité. Dans ce contexte, l'énergie nucléaire occupe une position particulière, au centre de nombreuses interrogations et de débats, parfois houleux, du fait des enjeux sociétaux auxquels elle est liée. Si le principe de la fission nucléaire est connu et exploité depuis le milieu du siècle dernier, des catastrophes telles que celle de Tchernobyl ou plus récemment celle de Fukushima, sans oublier la problématique de la gestion des déchets nous rappellent chaque jour les limites et les risques associés à cette technologie. L'ensemble de ces considérations justifie dès lors l'intérêt porté non plus à la fission des noyaux atomiques, mais à leur fusion. En effet, outre le fait de dégager une énergie plus importante que dans le cas de la fission à quantité de combustible équivalente, les réactions de fusion, pour celles qui nous intéressent, ont la propriété de ne générer que des produits radioactifs à courte durée de vie. Par ailleurs, pour les réactions envisagées, le combustible est constitué par des matériaux que l'on trouve en abondance sur notre planète. Cependant, la mise en œuvre pratique de cette technologie se heurte à des difficultés conséquentes. Ces difficultés concernent tant des problématiques d'ingénierie que le champ de la recherche fondamentale.

Dans l'approche la plus basique que l'on peut donner du problème, la difficulté à produire des réactions de fusion nucléaire à grande échelle est liée au fait que pour fusionner, deux noyaux atomiques doivent d'abord parvenir à franchir la barrière de répulsion coulombienne qui les sépare. De manière intuitive, on comprend que cette barrière peut être franchie moyennant une énergie cinétique très élevée des noyaux en question. Ces énergies sont parfaitement à la portée d'accélérateurs de particules et sur ces installations, des réactions de fusion nucléaire à petite échelle sont réalisées de manière routinière. Provoquer des réactions de fusion au sein d'un volume de matière est autrement plus problématique. Pour y parvenir, l'énergie cinétique des noyaux doit devenir équivalente à l'énergie thermique du milieu. En exprimant cette énergie en terme de température, on constate alors que le combustible doit être chauffé à des températures excédant le million de degrés. Dans ces conditions, la matière est ionisée et l'on entre dans le champ de la physique des plasmas.

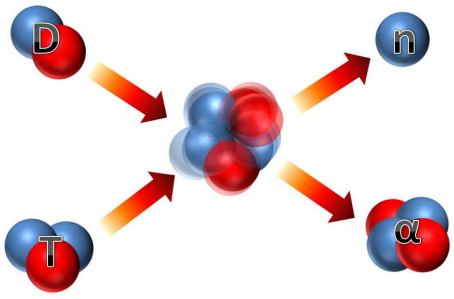


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la réaction de fusion du deutérium et du tritium

La réaction la plus étudiée actuellement est celle utilisant pour combustible deux isotopes de l'hydrogène, le deutérium (D) et le tritium (T) dont la fusion libère un neutron (n) et un noyau d'hélium (α) :

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

Parmi toutes les réactions possibles, celle-ci a pour avantage de maximiser le rapport section efficace sur température, c'est-à-dire qu'elle permet de générer un nombre important de réactions pour une température que l'on peut raisonnablement espérer atteindre. Concrètement, l'objectif est d'obtenir un nombre de réactions suffisant pour que l'énergie dégagée par ces dernières soit supérieure à celle investie pour les produire. Cette condition peut être écrite sous la forme du critère de Lawson [1] :

$$n\,\tau > 3 \times 10^{14}\,[s\,cm^{-3}] \tag{1.2}$$

où l'on a fixé la température électronique à une valeur de 10 keV pour maximiser la section efficace de réaction. n est la densité en noyaux du plasma en cm^{-3} et τ en s représente le temps de relaxation de l'énergie injectée au sein du combustible, dit temps de confinement. Cette équation nous montre que l'on peut jouer soit sur la valeur de la densité, soit sur celle du temps de confinement afin de valider ce critère. La fusion par confinement magnétique mise sur de très faibles densités et des temps de confinement longs, mais nous n'en parlerons pas d'avantage dans ce manuscrit. Au contraire, la fusion par confinement inertiel propose de maximiser la densité de matière (n $> 10^{25}$ cm^{-3}) en contrepartie d'un temps de confinement très court ($\tau \approx 10^{-11}$ s). Pour ce faire, deux méthodes ont été développées. La première consiste en une striction magnétique du plasma par des courants impulsionnels, et est connue sous le nom de Z-pinch. La seconde, qui entre dans le cadre de ce manuscrit, fait appel à des lasers de puissance.

L'idée de la fusion par confinement inertiel a été développée dans les années soixante [2], peu après l'invention du laser. Le principe général consiste à chauffer et accélérer le combustible de manière centripète afin d'en accroître la densité [3]. Dans ce cas, c'est l'inertie de la matière en mouvement qui assure le confinement de l'énergie et la réalisation du critère de Lawson. Au cours des années, différents schémas ont émergé suite à l'enrichissement des connaissances, mais également grâce aux progrès de la technologie laser. Dans la suite, nous allons décrire brièvement les grands principes de chacun de ces schémas.

1.1.1 Allumage par point chaud central : attaques directe et indirecte

Le schéma le plus ancien est celui dit de l'allumage par point chaud central [4]. En effet, les calculs montrent qu'il est impensable actuellement de vouloir porter l'ensemble du combustible dans les conditions de température et de pression nécessaires aux réactions de fusion. L'idée est alors d'atteindre ces conditions seulement dans un petit volume de la cible, le point chaud, afin d'y déclencher les premières réactions. On compte alors sur les particules α dégagées pour chauffer le reste du combustible, sous la forme d'une onde de combustion.

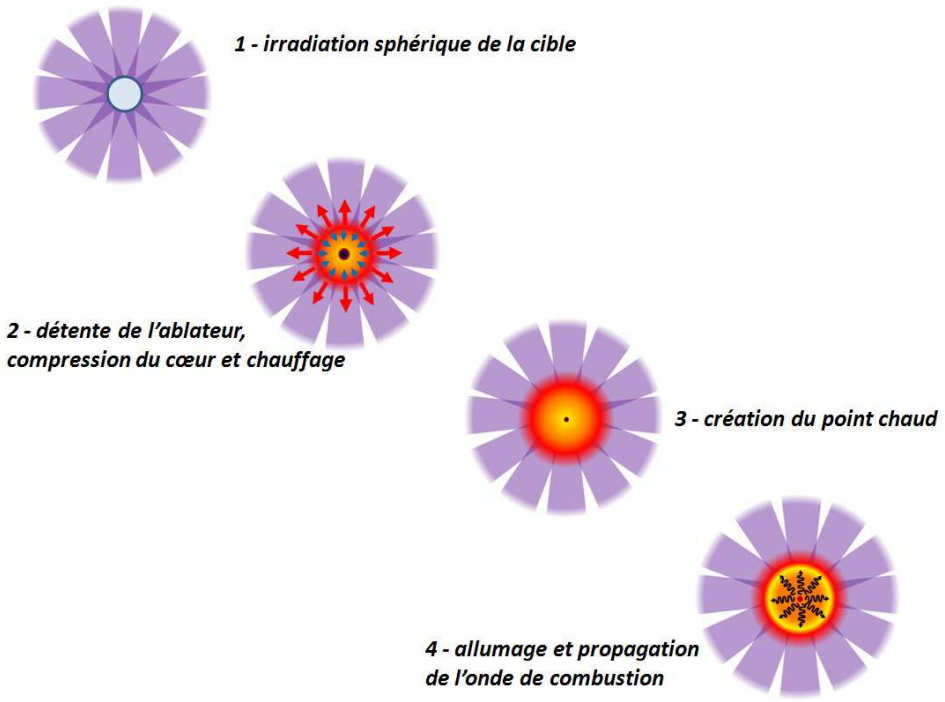


FIGURE 1.2 – Représentation schématique des étapes de l'allumage par point chaud central.

Pour parvenir à cela, on utilise une cible sous la forme d'un microballon rempli d'un mélange de DT. Les faisceaux laser sont réparties symétriquement autour de la cible et focalisées sur la paroi du microballon. Cette paroi, aussi appelée ablateur, est constituée d'une matière plastique qui, sous l'effet des faisceaux laser, va être ionisée et chauffée très rapidement, donnant naissance à un plasma relativement chaud. Ce plasma va alors se détendre de manière symétrique vers l'extérieur de la cible. Par conservation de l'impulsion, on obtient alors une compression centripète du combustible, à une vitesse de l'ordre de 200 à 400 km/s . Par des processus que nous décrirons plus tard, une partie de l'énergie laser va également être transférée à la cible sous forme de chaleur. La compression et le chauffage se poursuivent jusqu'à l'obtention des conditions réalisant le critère de Lawson au

cœur de la cible. L'énergie dégagée par les réactions de fusion se réalisant dans le point chaud sert alors à déclencher la fusion du combustible moins dense entourant ce dernier. L'ensemble de ces étapes est représenté schématiquement sur la figure 1.2.

On comprend bien que la réalisation du critère de Lawson est conditionnée à la qualité du point chaud obtenu, et donc à la maîtrise de la compression et du chauffage de la cible. En particulier, la symétrie de l'irradiation apparaît comme une contrainte forte en ce qui concerne la compression. Cette contrainte s'exprime alors tant au niveau de la qualité de surface de la cible que de la maîtrise de la répartition de l'éclairement laser au niveau de cette surface. La contrainte sur ce dernier point peut être un peu relâchée si l'on effectue la compression non pas directement à partir des impulsions laser, mais à partir d'un rayonnement secondaire. C'est ce qui est proposé dans le schéma d'attaque indirecte.

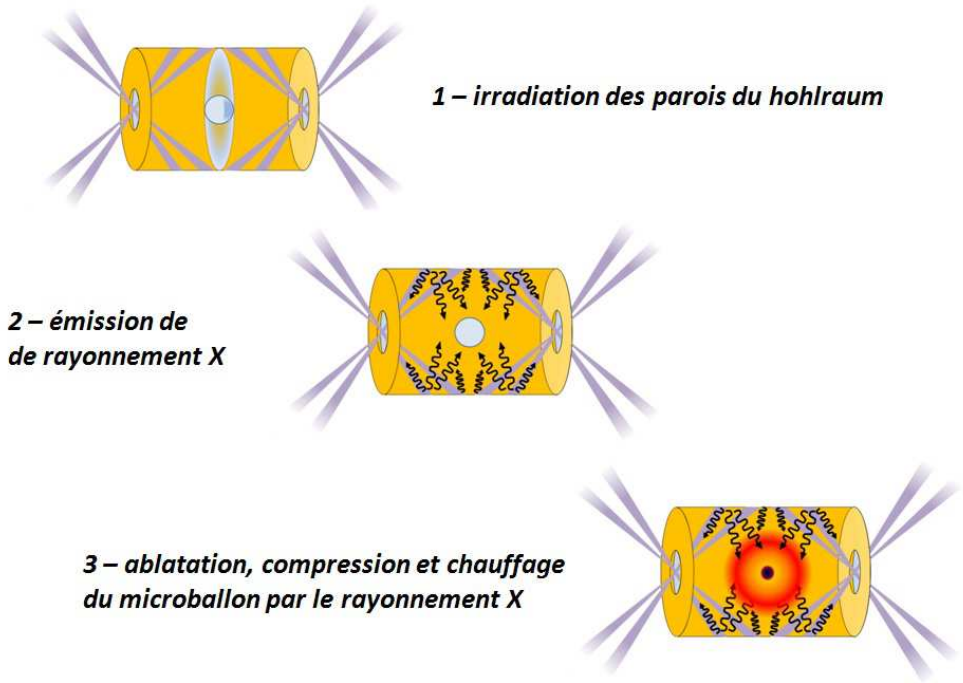


FIGURE 1.3 – Représentation schématique des étapes de l'allumage par point chaud central en attaque indirecte.

Plus précisément, l'attaque indirecte consiste à placer le microballon au centre d'une enceinte (hohlraum) souvent cylindrique composée d'un matériau de numéro atomique élevé (typiquement de l'or). Dans la géométrie la plus courante, les impulsions laser sont réparties en cônes concentriques centrés sur l'axe de symétrie du hohlraum et focalisées sur les parois internes de ce dernier. Via des mécanismes que nous ne détaillerons pas ici, cette irradiation produit une émission de rayonnement

X qui va rapidement s'homogénéiser au sein de la capsule. Par la suite, c'est ce rayonnement X qui va être responsable de l'ablation du microballon et l'on retrouve les mêmes étapes que dans le cas de l'attaque directe. On voit donc que la contrainte sur la symétrie de l'irradiation laser est moins forte dans ce cas, du fait de l'homogénéisation du rayonnement X et donc de la pression d'ablation. Par ailleurs, le rendement de conversion entre les impulsions laser et le rayonnement X est très bon, de l'ordre de 80 %, ce qui ne cause pas de perte d'énergie importante. Les étapes de l'attaque indirecte sont représentées schématiquement sur la figure 1.3.

C'est le schéma d'allumage par point chaud central en attaque indirecte qui a été retenu pour les programmes de recherche en fusion par laser américain et français, sur les installations National Ignition Facility (NIF) et Laser MégaJoule (LMJ) respectivement. Un inconvénient de la méthode d'allumage par point chaud central provient du fait que l'énergie laser nécessaire à la formation du point chaud est extrêmement élevée, de l'ordre du mégajoule. Pour cette raison et dans la perspective de la production d'énergie par fusion à l'échelle industrielle, des méthodes alternatives sont à l'étude afin de minimiser l'énergie laser à investir.

1.1.2 Schémas alternatifs

Les schémas actuellement étudiés reposent sur une dissociation des phases de compression et de chauffage. La compression est assurée de manière classique par des impulsions nanosecondes, comme dans le schéma d'allumage par point chaud central. Cependant, étant donné qu'on ne cherche pas à créer le point chaud directement avec ces impulsions, l'énergie laser à investir s'en trouve fortement diminuée (d'un ordre de grandeur environ). La phase finale de chauffage et d'allumage est réalisée de manière différente selon les schémas envisagés. Le schéma d'allumage rapide originel [5] est basé sur le développement des lasers de haute énergie à impulsions courtes [6]. A la fin de la phase d'implosion, cette méthode propose de chauffer la cible préalablement comprimée en utilisant un faisceau de particules énergétiques (électrons ou ions) accélérés par une impulsion courte (quelques picosecondes) d'une énergie d'une dizaine de kilojoules, lors de son interaction avec la partie la plus dense de la cible, comme représenté schématiquement sur la figure 1.4. Le chauffage est donc dans ce cas la conséquence du ralentissement des particules au sein du cœur de cible comprimé. Ce schéma a ainsi donné cours à toute une série d'études théoriques, numériques et expérimentales sur le transport de faisceaux de particules au sein de la matière dense. Originellement, afin de faciliter la propagation des particules, il a été envisagé d'utiliser une succession d'impulsions brèves afin d'expulser localement le plasma de couronne qui entoure la cible dans un premier temps, et de repousser la région de création des particules rapides plus profondément au sein du cœur comprimé dans un second temps. Dans ce cas, on parle de *channeling* et de *hole boring* [5]. Une alternative aux processus sus-cités serait d'employer un cône (généralement en or) inséré latéralement dans la cible afin de créer un accès libre pour l'impulsion courte [7]. Les particules de chauffage seraient alors générées par l'interaction du faisceau court avec le fond du cône. Quelle que soit la méthode utilisée, les études menées ces dernières années ont montré que les difficultés sont nombreuses,

principalement du point de vue du transport des particules. Des études complémentaires devraient être menées sur ce sujet grâce au laser PETAL, actuellement en cours d'implémentation sur le LMJ.

Plus récemment [8], il a été proposé d'utiliser, en fin de compression, des impulsions de quelques centaines de picosecondes afin de générer un choc fort, comme sur le profil schématique d'impulsion laser représenté sur la figure 1.4. La propagation de ce choc et sa convergence au niveau du cœur de cible doit théoriquement provoquer l'allumage. Ce schéma, connu sous le nom d'allumage par choc, fait actuellement l'objet d'études poussées, à tous points de vue. En ce qui concerne les problématiques de l'interaction laser-plasma appliquées à l'allumage par choc, nous renvoyons le lecteur intéressé à la thèse de Clément Goyon [9, 10]. Dans la suite, nous allons justement évoquer la question de l'interaction laser-plasma, dans un cadre beaucoup plus général.

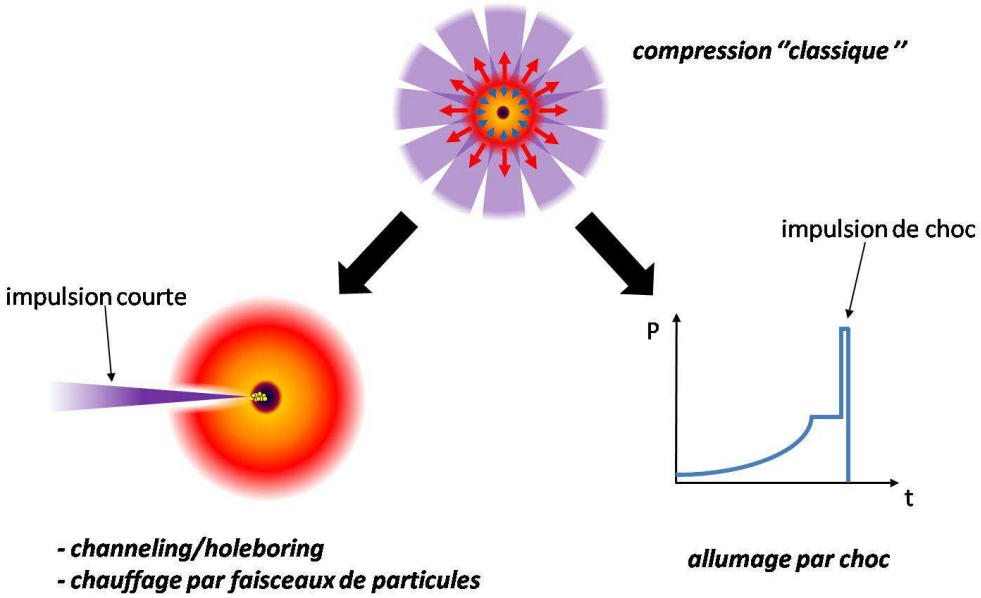


FIGURE 1.4 – Deux schémas alternatifs pour la fusion par laser : l'allumage rapide par faisceaux de particules (à gauche) et l'allumage par choc (à droite).

1.2 L'interaction laser-plasma

Dans le cadre de la FCI, le domaine connu sous le nom d'interaction laser-plasma a pour objet d'étude, d'une manière générale, la propagation du laser et le dépôt de son énergie dans le plasma de couronne qui entoure le cœur comprimé de la cible. On peut montrer, en résolvant l'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma, que l'impulsion laser ne peut se propager au delà d'une certaine densité électronique. Cette densité, dont la valeur augmente avec la fréquence de l'onde laser, est appelée densité critique et notée n_c. Son expression sera donnée ultérieurement dans ce manuscrit (paragraphe 3.1.1, page 65). Ainsi, l'interaction laser-plasma ne concerne en principe que la partie sous-critique du plasma. La problématique de la propagation concerne l'évolution des propriétés du faisceau au cours de sa progression dans le plasma, telles que la distribution d'intensité, l'ouverture angulaire ou simplement la direction de propagation. La modification ou la dégradation de ces propriétés peuvent en effet nuire à la qualité de la compression et du chauffage de la cible. Elles doivent donc être maîtrisées le plus possible. Quant au dépôt de l'énergie du laser au sein du plasma, ce dernier peut s'effectuer de différentes manières.

D'une part, l'énergie laser peut être communiquée aux électrons lors de leur oscillation dans le champ électrique. Par la suite, cette énergie est transférée au plasma lors des collisions avec les ions. Ce processus porte le nom d'absorption collisionnelle ou Bremsstrahlung inverse. Le transfert d'énergie se produisant par les collisions, il s'agit par nature d'un processus irréversible, générateur d'entropie, et donc de chauffage. D'autre part, le dépôt d'énergie peut se faire lorsque le laser excite des modes collectifs du plasma : les ondes plasma électroniques (ou ondes de Langmuir) et les ondes acoustiques ioniques. Dans le cas d'une incidence oblique par rapport au gradient de densité, le processus d'absorption résonnante peut conduire à l'excitation d'une onde plasma. L'énergie de cette onde plasma peut ensuite être absorbée sous la forme d'électrons rapides. Les autres processus mettant en jeu des modes propres du plasma sont les instabilités paramétriques. Parmi elles, nous ne donnerons des détails que sur celles qui ont été étudiées dans cette thèse et qui figurent parmi les plus importantes.

En premier lieu, on peut citer les instabilités de diffusion Raman stimulée et de diffusion Brillouin stimulée. Le processus est similaire dans les deux cas. L'onde laser subit une diffusion sur les fluctuations de densité (électronique ou ionique) du plasma. Le battement entre l'onde incidente et l'onde diffusée va alors en retour provoquer des oscillations de densité, par l'intermédiaire d'une force, dite force pondéromotrice, associée au gradient d'énergie électrique. La fréquence de ces oscillations se fait à la fréquence de l'onde de battement. Si cette fréquence correspond à un mode propre du plasma, le processus est alors résonnant. L'augmentation de l'amplitude des ondes ainsi stimulées conduit à une augmentation de l'amplitude des ondes diffusées. On entre alors dans un cycle instable. L'énergie laser passe ainsi dans les modes propres du plasma et dans les ondes diffusées. Ce processus de diffusion est particulièrement efficace dans le cône de focalisation du laser et une grande partie de l'énergie incidente peut alors être rétrodiffusée. Dans le cas de la diffusion sur les ondes plasma électroniques, on parle de diffusion Raman stimulée (en anglais *Stimulated*

Raman Scattering - SRS) et dans le cas de la diffusion sur les ondes acoustiques ioniques, on parle de diffusion Brillouin stimulée (*Stimulated Brillouin Scattering* - SBS). Les relations de dispersion ainsi que les conditions de résonance que doivent satisfaire les différentes ondes en jeu montrent que la diffusion Brillouin peut survenir dans tout le plasma sous-critique, tandis que la diffusion Raman est susceptible de se produire uniquement pour des densités électroniques inférieures à $n_c/4$.

L'instabilité de filamentation est liée au phénomène d'auto-focalisation. Dans les zones de forte intensité laser, la matière est expulsée radialement par rapport à la direction de propagation du laser sous l'effet de la force pondéromotrice (on parle alors de filamentation pondéromotive) ou bien par chauffage local (on parle dans ce cas de filamentation thermique). L'expulsion de cette matière conduit alors à la création d'un gradient de densité radial. Comme l'indice de réfraction diminue avec la densité, on a l'équivalent d'une lentille convergente, ce qui aboutit à la focalisation du faisceau et donc de l'intensité locale. Encore une fois, le processus est instable. Au point de focalisation, le faisceau va s'éclater en une multitude de filaments qui vont également pouvoir s'autofocaliser. Au final, ceci aboutit souvent à un éclatement angulaire du faisceau, à une redistribution de l'intensité laser et à la génération d'ondes ioniques transverses à la direction de propagation. La filamentation, qu'elle soit de nature pondéromotive ou thermique, peut se produire dans tout le plasma sous-critique.

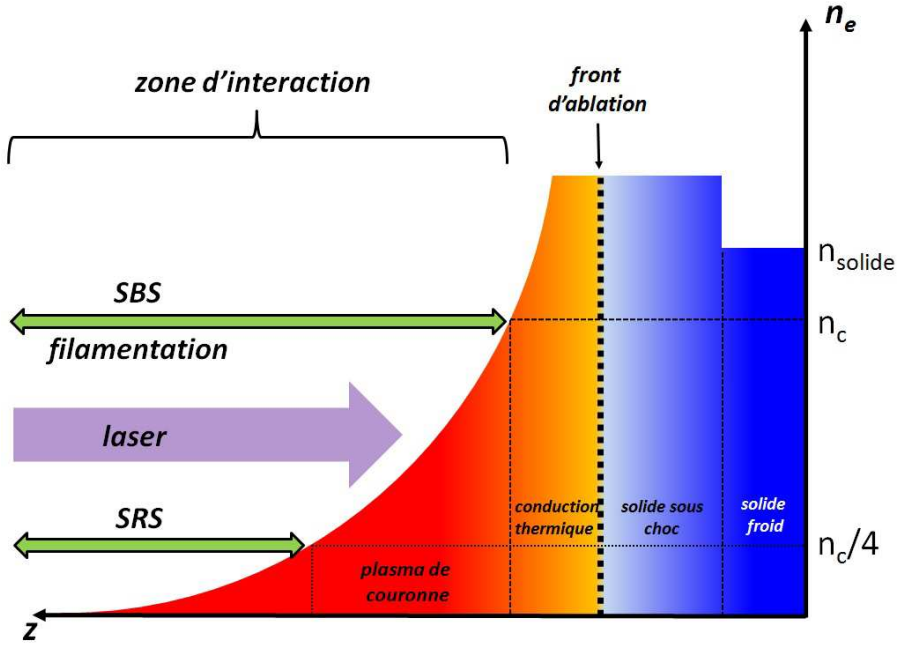


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de la zone d'interaction au sein d'un profil de densité typique de FCI.

Ces trois instabilités, dont les domaines sont représentés schématiquement en figure 1.5, sont généralement néfastes pour la FCI. Comme nous l'avons vu, les instabilités de diffusion Raman et Brillouin vont conduire à la diffusion (principalement vers l'arrière) des faisceaux incidents, constituant ainsi une perte nette d'énergie. Par ailleurs, la diffusion Raman (et dans une moindre mesure l'absorption résonnante) sont à même de générer des électrons suprathermiques nuisibles à la compression de la cible, car pouvant occasionner un préchauffage du cœur. Enfin, la filamentation a tendance à réduire l'intensité moyenne par éclatement des faisceaux et de plus est néfaste à la qualité de la compression de par la génération de sur-intensités locales. Notons enfin que ces sur-intensités peuvent également être à même de déclencher les instabilités de diffusion Raman et Brillouin, ces dernières étant régies en partie par des seuils en intensité.

Au final, de tous les processus cités, on retiendra que seule l'absorption collisionnelle est bénéfique dans le cadre de la FCI, les autres phénomènes conduisant soit à une perte nette d'énergie, soit à une dégradation de la qualité de la compression, par perte de symétrie ou par préchauffage. La recherche dans le cadre de l'interaction laser-plasma pour la FCI a donc pour objectif principal l'étude de l'importance relative de ces différents phénomènes dans des conditions pertinentes pour la fusion et d'en donner une description la plus complète possible, dans le but de maximiser l'absorption de l'énergie laser tout en minimisant l'importance des mécanismes nuisibles décrits ci-dessus. Dans cette optique, il a été montré que la longueur d'onde laser joue un rôle très important dans le bilan de ces différents processus. En effet, d'une part, il a été montré que l'absorption collisionnelle était d'autant plus importante que la longueur d'onde du laser était courte [11]. D'autre part, la croissance des instabilités est réduite pour une variation similaire de la longueur d'onde. Ce point explique la mise en œuvre du triplage de fréquence sur les chaînes laser du LMJ et du NIF. Cependant, les études ultérieures ont montré que dans les conditions attendues pour les expériences de fusion, les instabilités paramétriques se trouvent en régime de saturation non linéaire [12]. Cela signifie que les amplitudes des ondes filles au sein du processus instable atteignent des valeurs très importantes, déclenchant par là des phénomènes non linéaires venant ralentir leur croissance. Ainsi, le niveau final de rétrodiffusion est conditionné par le niveau de saturation des ondes. Les prévisions numériques effectuées pour les expériences de FCI à grande échelle (NIF, LMJ) ne traitant en général que du régime linéaire, de nombreuses études ont été menées afin de mieux comprendre les phénomènes de saturation non linéaire des ondes [13, 14, 15].

En dépit des progrès réalisés sur ces sujets, la communauté est à l'heure actuelle toujours dans l'incapacité de produire des modèles et des simulations numériques prédictives pour l'interaction laser-plasma dans le cas complexe des expériences de fusion. De plus, un certain nombre d'observations expérimentales peinent toujours à être expliquées. Par exemple, les taux de rétrodiffusion Brillouin relativement bas observés sur le NIF ne sont pas totalement compris. De même, avec des taux supérieurs à 40 % sur le cône interne, les niveaux mesurés pour l'instabilité de rétrodiffusion Raman surpassent largement les prédictions, rendant l'obtention de l'ignition plus difficile que prévu [16, 17]. Les difficultés rencontrées, par rapport à des expériences dans des conditions plus simples,

sont liées à la grande dimension de la zone d'interaction (dans le cas de l'attaque indirecte, l'ensemble du volume de la cavité, de l'ordre du cm^3), à la multiplicité des faisceaux (plus de cent), ainsi qu'à la présence de plusieurs plasmas simultanément.

1.3 Présentation et objectifs de la thèse

Le premier point soulevé ci-dessus constitue une difficulté majeure en ce qui concerne les simulations numériques. En effet, il est actuellement impossible de simuler l'ensemble de la cible de fusion avec des résolutions spatiale et temporelle permettant une description complète de tous les phénomènes mis en jeu. Il faut donc simuler le problème par parties. La multiplicité des faisceaux pose également problème dans le sens où ces derniers sont amenés à se superposer. Cela engendre d'une part, une augmentation de l'intensité locale, et d'autre part, un couplage des faisceaux entre eux par l'intermédiaire du plasma. Ce dernier point a fait l'objet de nombreuses études qui ont abouti à une bonne maîtrise du phénomène ces dernières années [18, 19]. Le dernier point évoqué, à savoir, la multiplicité des plasmas, constitue précisément l'objet de cette thèse. En effet, dans le cas de l'attaque indirecte, l'étude de l'interaction est rendue plus complexe du fait que les impulsions vont croiser des plasmas de natures différentes au sein de la cavité, comme schématisé en figure 1.6.

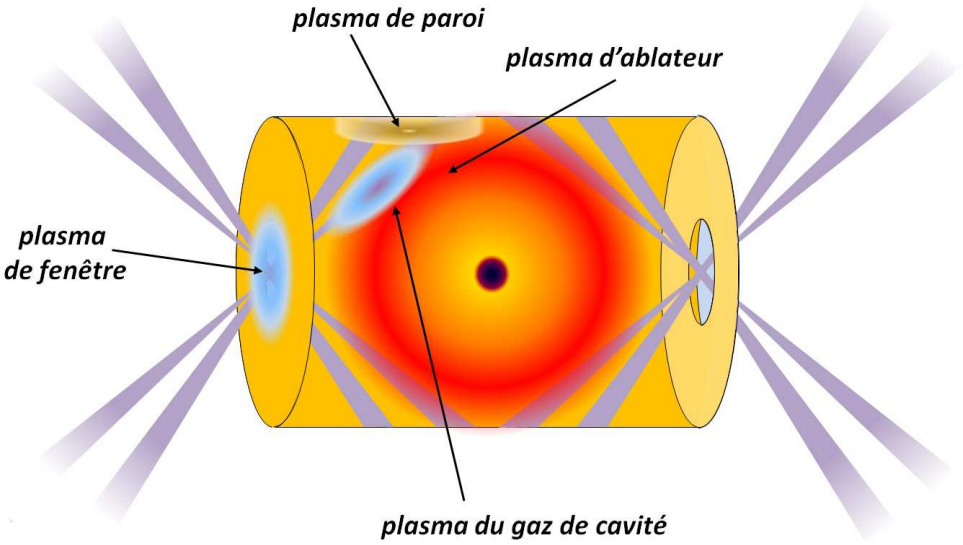


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des différents plasmas rencontrés par les impulsions laser au sein d'une cavité de FCI.

On peut ainsi identifier au moins quatre types de plasmas dans un hohlraum. Tout d'abord, le plasma généré par l'interaction des faisceaux avec les fenêtres de plastique en entrée de cavité. Ces fenêtres ont pour but de confiner le gaz à l'intérieur du hohlraum avant l'irradiation. Le deuxième plasma est celui créé lors de l'ionisation du gaz de cavité. Précisons que ce gaz, constitué d'éléments légers (typiquement de l'hydrogène et de l'hélium) a pour fonction de contenir l'expansion des parois du hohlraum. Cette expansion est justement due à l'interaction des faisceaux avec la paroi, constituant ainsi le troisième plasma. Enfin, l'ablateur entourant le microballon, responsable de la compression, constitue le quatrième et dernier plasma. Le problème serait alors réglé si l'interaction des faisceaux avec ces différents plasmas se résumait à la somme des interactions individuelles. Il n'en est rien. D'une part, les plasmas vont mutuellement modifier leurs propriétés en interagissant hydrodynamiquement. Cette interaction hydrodynamique est ensuite en mesure de modifier l'interaction laser-plasma. D'autre part, les ondes (ioniques, électroniques, électromagnétiques) générées lors des processus d'interaction sont susceptibles de se propager d'un plasma à l'autre au sein de la cavité, induisant également des changements par rapport à la situation où les processus seraient découplés. La question est alors de pouvoir relier les observations en sortie de cavité avec ces différents effets. Compte tenu des possibilités de diagnostics, c'est à dire, principalement les mesures en rétrodiffusion, cette tâche se révèle ardue, voir impossible dans une expérience de FCI. Par ailleurs, nous avons évoqué le fait que les simulations numériques sont limitées de par le volume à prendre en compte et la multiplicité des échelles de temps et d'espace. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est de mener des expériences dans des conditions plus simples, de manière à appréhender les phénomènes physiques mis en jeu. Ainsi, dans des conditions maîtrisées et avec des diagnostics adaptés, nous avons produit des conditions d'interaction en plasmas multiples et dégagé un certain nombre de points de physique fondamentale associés aux phénomènes observés.

1.4 Plan de la thèse

Dans le contexte évoqué précédemment, ce manuscrit de thèse est organisé de la manière suivante :

- Le chapitre 2 sera consacré à la présentation des expériences. Nous rappellerons alors les objectifs visés par les expériences et le dimensionnement qui s'en suit. Nous décrirons les cibles utilisées ainsi que les plasmas qui en découlent. Enfin, l'ensemble des diagnostics mis en œuvre sera détaillé.
- Au cours du chapitre 3, nous présenterons les résultats obtenus en plasmas simples. En effet, au cours de ces expériences, nous avons fait appel à des cibles de mousses pour lesquelles les conditions d'interaction sont encore peu connues. Ce chapitre montrera alors comment nous avons pu caractériser l'interaction dans de telles cibles et servira de base à l'interprétation des résultats obtenus en cibles composées.
- Nous nous intéresserons dans le chapitre 4 à la modification des rétrodiffusions lorsque deux plasmas interagissent hydrodynamiquement. En particulier, l'effet de l'hydrodynamique sera mis en évidence en faisait varier la distance de séparation entre les deux cibles.
- Le chapitre 5 détaille les résultats obtenus pour la rétrodiffusion Brillouin en cibles composées. En particulier, nous montrerons l'effet du lissage de l'impulsion laser lors de sa propagation à travers un premier plasma sur la rétrodiffusion mesurée dans un second plasma.
- Le chapitre 6 traitera quant à lui de la rétrodiffusion Raman en cibles composées. Cette partie s'intéressera au couplage entre le laser incident, un premier plasma, et la lumière rétrodiffusée par un second plasma. En particulier, cette configuration permet de mettre en évidence le rôle des effets cinétiques dans un tel couplage.
- Enfin, le chapitre 7 sera constitué par la conclusion générale, où nous résumerons les principaux résultats obtenus ainsi que leurs conséquences pour la FCI. Nous terminerons en évoquant les perspectives ouvertes par ces travaux.

Chapitre 2

Présentation du dispositif expérimental

Sommaire

2.1 Dimensionnement de l'expérience 27

2.1.1 Rappels des objectifs scientifiques 27

2.1.2 Cibles utilisées et types de plasmas associés 28

2.1.3 Caractéristiques lasers 37

2.2 Réalisation pratique de l'expérience 43

2.2.1 Description des diagnostics 44

2.2.2 Calibration des diagnostics et erreurs associées 53

Dans ce chapitre, nous allons présenter en détail l'expérience dont les résultats font l'objet de ce manuscrit. La campagne en question a été menée durant quatre semaines sur l'installation LULI2000, au printemps 2011. Afin de bien comprendre le dimensionnement qui a été choisi, nous allons dans un premier temps revenir rapidement sur les objectifs visés par cette expérience. Cela nous amènera également à justifier les choix qui ont été opérés quant à la nature des cibles à utiliser, et nous décrirons par la même occasion les caractéristiques principales des plasmas qui en découlent.

Dans un deuxième temps, nous nous pencherons sur les aspects plus techniques afférents au travail d'expérimentateur. En premier lieu, nous donnerons un aperçu général des caractéristiques de l'installation laser LULI2000, concernant d'une part la génération des impulsions laser qu'elle délivre et d'autre part sur la salle d'expérience au niveau de laquelle se font l'interaction laser-cible et les mesures. Nous aborderons ensuite les caractéristiques physiques que nous avons choisies pour les faisceaux ainsi que la géométrie d'interaction. Enfin, nous présenterons en détail tous les diagnostics mis en œuvre durant cette campagne, en précisant leur mode de fonctionnement et leurs limitations.



2.1 Dimensionnement de l'expérience

Le bon dimensionnement d'une expérience laser est primordial si l'on veut pouvoir en tirer des résultats intéressants et fiables. Pour ce faire, il faut avoir préalablement défini clairement les objectifs à atteindre. Ensuite, on choisira les moyens à mettre en œuvre pour y parvenir, ce qui se concrétise par le choix des caractéristiques lasers, des cibles et des diagnostics à mettre en place. Les explications qui viennent reviennent en détail sur toutes ces étapes.

2.1.1 Rappels des objectifs scientifiques

Comme présenté en introduction, cette expérience répond au besoin de compréhension des phénomènes d'interaction laser-plasma dans des conditions plus complexes que le cas "académique" d'un faisceau interagissant avec un seul plasma. Dans les schémas de FCI par exemple, les cibles sont composées de différentes parties, générant autant de plasmas et rendant donc la compréhension du couplage laser-cible bien plus complexe.

La difficulté principale dans ce genre de situation provient du fait que les différents mécanismes en jeu dans le couplage sont susceptibles de s'influencer les uns les autres. Par exemple, comme nous le verrons plus tard, une instabilité paramétrique est très sensible au niveau de bruit (germe) à partir duquel elle croît. Une onde électromagnétique ou une onde plasma générée par une autre instabilité dans un autre plasma peut alors constituer un germe puissant. On peut ajouter à cela le fait que les plasmas peuvent se mélanger en modifiant localement l'hydrodynamique, sans oublier que l'impulsion peut perdre de sa cohérence au cours de sa propagation, deux facteurs qui peuvent influencer profondément l'interaction laser-plasma. Ce panorama non exhaustif des différentes possibilités illustre bien la complexité de la situation. Pour l'expérimentateur, le défi va donc être de trouver comment observer de manière isolée chacun de ces phénomènes pour arriver à en donner une interprétation claire et en déterminer l'importance relative, avant de pouvoir éventuellement comprendre comment ils interagissent.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes focalisés sur trois effets et leur influence sur les mesures en rétrodiffusion, dans une configuration simple à deux plasmas : le mélange hydrodynamique des plasmas, l'incohérence induite par plasma et l'échange d'ondes électromagnétiques entre les plasmas. Le premier effet, de manière évidente, peut être contrôlé simplement en changeant l'écartement entre les cibles. Le second effet est conditionné par la température et la densité électronique du plasma : son intensité dépendra donc essentiellement des paramètres initiaux de la cible. Enfin le troisième effet est plus difficile à anticiper car il suppose une bonne connaissance préalable de l'émission électromagnétique des deux plasmas utilisés.

L'ensemble de ces considérations conduit à formuler les exigences suivantes pour les cibles à utiliser d'une part et le type d'installation laser adapté d'autre part :

- cibles et faisceaux lasers permettant de générer deux plasmas
- de manière reproductible et contrôlée
- sur une large gamme de température et de densité.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les choix de cible que nous avons faits, guidés par ces critères, à la suite de quoi nous nous concentrerons d'avantage sur l'aspect laser, tout aussi important.

2.1.2 Cibles utilisées et types de plasmas associés

Les expériences passées du groupe ont mis en œuvre différents types de cibles pour les expériences d'interaction : les feuilles minces, les feuilles épaisses, les mousses et les jets de gaz. Pour des expériences en plasmas multiples, ce dernier type de cible ne s'avère pas très pratique (étant donné que l'on a besoin de deux cibles dont on peut contrôler facilement l'espacement) même s'il a l'avantage de produire des profils de densité relativement homogènes, ce qui toujours intéressant. Nous allons donc uniquement examiner les possibilités offertes par les feuilles et par les mousses.

Les feuilles épaisses et minces

L'irradiation d'un matériau donné sous forme solide est probablement la méthode la plus simple pour générer un plasma par laser. De fait, elle est utilisée dans les expériences depuis plusieurs dizaines d'années et les plasmas associés sont maintenant bien caractérisés, tant expérimentalement que numériquement. Outre la simplicité de mise en œuvre, ce type de cible permet d'explorer une large gamme de paramètres plasma, en fonction entre autres du matériau, des dimensions de la feuille ainsi que de la géométrie d'irradiation choisie.

Si l'on se place dans le cas le plus courant où le plasma est préformé par un ou plusieurs faisceaux, le type de profil de densité lors de l'arrivée du faisceau d'interaction est déterminé par l'épaisseur initiale de la cible. En effet, si celle-ci est suffisamment épaisse, elle n'est pas totalement ablatée durant le processus de préformation et le plasma créé possède un gradient de densité allant jusqu'à la densité du solide. Dans ce type de configuration, la cible est qualifiée de feuille épaisse. Dans le cas contraire, le front d'ablation atteint l'autre face de la feuille : il ne reste plus de solide et la détente du plasma conduit à l'effondrement rapide de la densité électronique maximale. Dans ce cas, on parle de feuille mince explosée. Pour un matériau donné, ce sont les paramètres laser qui vont déterminer entièrement si une feuille d'épaisseur donnée devra être considérée comme mince ou épaisse.

Afin de donner un sens plus quantitatif à ces notions de feuilles minces ou épaisses, on peut exprimer l'épaisseur ablatée en fonction des paramètres laser. Le taux de masse ablatée, qui est par définition la masse surfacique perdue par le solide par unité de temps, est donné par l'expression suivante [20, 21] :

$$\dot{m}_{a\,[g\,ns^{-1}cm^{-2}]} = 1.5 \times 10^{-4}\, I_{14}^{1/3} \lambda_{0\,[\mu m]}^{-4/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/3} \tag{2.1}$$

où λ_0 est la longueur d'onde laser, I_{14} est l'intensité laser exprimée en 10^{14} W/cm^2, Z le degré d'ionisation moyen de la cible et A son nombre de masse moyen. En notant ρ la masse volumique de la cible et τ la durée de l'impulsion laser, l'épaisseur de cible ablatée e_a pendant la durée de l'impulsion laser est alors simplement donnée par :

$$e_{a\,[\mu m]} = \frac{\dot{m}_{a\,[g\,s^{-1}cm^{-2}]}}{\rho_{[g/cm^3]}} \tau_{[ns]} \tag{2.2}$$

Un matériau simple et couramment utilisé pour l'étude de l'interaction laser-plasma dans les feuilles est le parylène. Il s'agit d'un film polymère dont la formule brute est C_8H_8 mais que nous désignerons dans la suite par CH. Dans ce cas, on a Z = 3.5, A = 3.5 et ρ= 1.2 g/cm^3. L'épaisseur ablatée en fonction des paramètres laser s'écrit donc pour ce matériau :

$$e_{a\,[\mu m]} = 1.2 \frac{\tau_{[ns]}\, I_{14}^{1/3}}{\lambda_{0\,[\mu m]}^{4/3}} \tag{2.3}$$

Cette équation met en avant la forte dépendance de l'épaisseur ablatée avec la longueur d'onde. En effet, le modèle [21] utilisé pour établir l'expression 2.1 du taux de masse ablatée se base sur le mécanisme d'absorption collisionnelle, dont l'efficacité augmente fortement en réduisant la longueur d'onde, comme nous le verrons plus tard.

Sur la figure 2.1, nous avons représenté l'épaisseur ablatée en fonction de l'intensité sur cible et de la durée d'impulsion, ainsi que les isocontours correspondant à des valeurs courantes pour les épaisseurs de feuilles. Pour ce faire, nous avons fixé la longueur d'onde à $\lambda_0 = 526.5$ nm. L'intensité varie sur une plage allant de 1×10^{14} W/cm^2 à 1×10^{15} W/cm^2, tandis que la durée d'impulsion est comprise entre 1 ns et 5 ns. Ces paramètres sont typiquement ceux utilisés pour l'étude de l'interaction laser-plasma en régime nanoseconde.

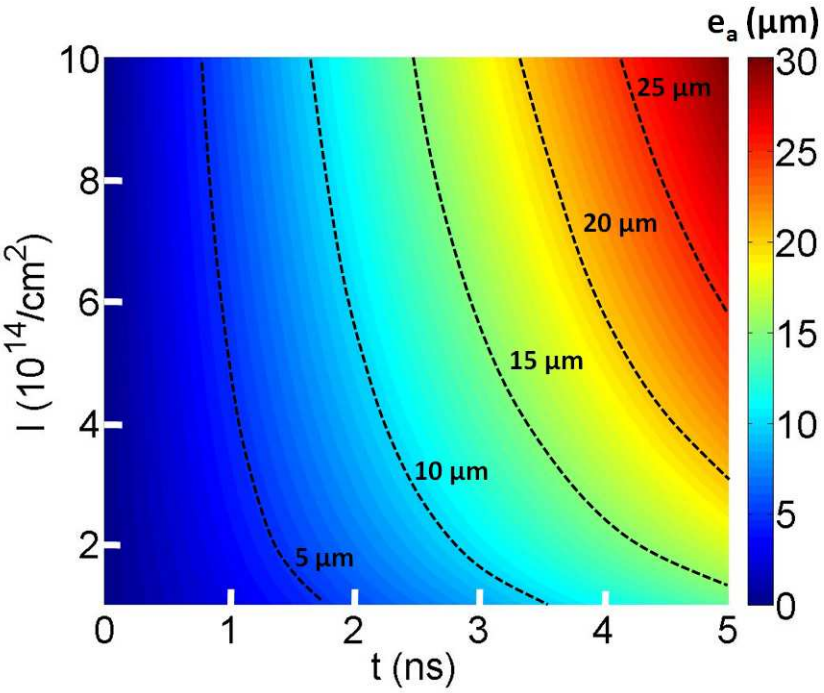


FIGURE 2.1 – Epaisseur ablatée en fonction de l'intensité sur cible et de la durée d'impulsion, pour une cible de parylène et une longueur d'onde laser de 526.5 nm.

Pour bien comprendre le sens de cette figure, prenons l'exemple d'une feuille de 15 μm d'épaisseur. Pour des conditions laser correspondant à des points situés à gauche de l'isocontour $e_a = 15$ μm, la feuille sera considérée comme épaisse, puisque l'épaisseur ablatée sera inférieure à 15 μm. Pour des conditions laser correspondant à des points situés à droite de l'isocontour $e_a = 15$ μm, la feuille sera considérée comme mince et explosera avant la fin de l'impulsion. Maintenant que ces deux domaines de paramètres sont définis, nous pouvons nous intéresser aux profils hydrodynamiques créés dans chacun de ces cas.

Commençons par le cas d'une feuille épaisse. Dans cette situation, le processus d'ablation se poursuit pendant toute la durée de l'impulsion. Le modèle le plus simple pour décrire la détente du plasma est alors un modèle auto-similaire, monodimensionnel [22]. Dans ce modèle, on considère une expansion isotherme du plasma, ceci étant relativement correct pour des plasmas non collisionnels. La résolution des équations hydrodynamiques montre alors que le profil de densité électronique obtenu est de type exponentiel, c'est-à-dire :

$$n_e(x) = n_0 e^{-\frac{x}{L}} \tag{2.4}$$

où n_0 est la densité à l'origine, et L est la longueur caractéristique du gradient de densité, donnée par $L = c_s t$, où t est le temps et c_s est la vitesse caractéristique des effets hydrodynamiques (nous en donnerons une définition plus précise ultérieurement). Il est à noter que cette description de l'hydrodynamique n'est valable que jusqu'à la densité critique n_c : au delà le laser ne se propage pas et le transport de l'énergie est assuré par conduction thermique. La zone de conduction est supposée stationnaire et on l'ignorera dans notre description du profil hydrodynamique. Pour ces raisons, il est commode de choisir $n_0 = n_c$.

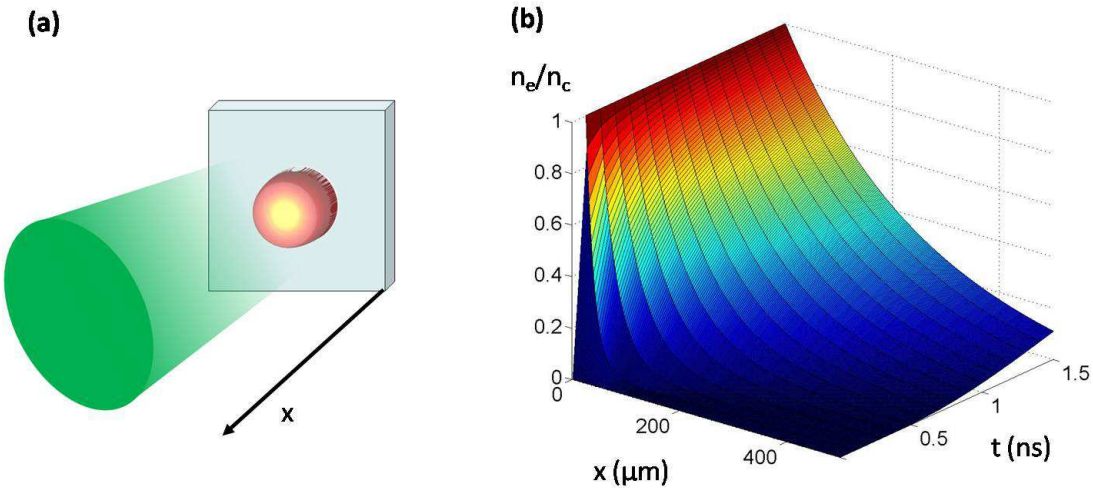


FIGURE 2.2 – (a) Représentation schématique d'une détente monodimentionnelle après irradiation d'une cible épaisse. (b) Evolution temporelle du profil de densité électronique pour une feuille épaisse de CH et $T_e = 0.5$ keV.

La figure 2.2 résume la situation attendue pour une cible épaisse. En (a), on montre une représentation schématique de l'expansion du plasma. L'approximation que nous avons faite d'un écoulement monodimensionnel est valable tant que $c_s t$ est inférieur au diamètre de la tache focale. Passé cette dimension, l'expansion devient sphérique et on ne peut plus utiliser la description précédente pour le profil de densité. Ceci dit, pour un diamètre de tache focale de l'ordre de 100 μm et une température électronique de l'ordre de 1 keV, l'approximation monodimensionnelle reste valable pendant une nanoseconde environ. Ainsi, pour des durées d'impulsion pas trop longues, on peut utiliser l'équation 2.4 afin de réaliser un dimensionnement. En (b), on présente l'évolution temporelle du profil de densité (normalisé à la densité critique) obtenu à partir de cette équation, pour un plasma de parylène à 0.5 keV. En début d'impulsion, le gradient est très raide ($L \approx 15$ μm) puis s'adoucit avec l'expansion ($L \approx 230$ μm à $t = 1.5$ ns). Il est important d'avoir à l'esprit ces ordres de grandeur car le comportement attendu des instabilités paramétrique en dépend (l'instabilité de diffusion Raman est très sensible au gradient de densité par exemple).

La température électronique est plus difficile à obtenir. Une estimation peut en être donnée en égalisant l'énergie absorbée à celle qui faut pour maintenir la détente auto-similaire [23]. En supposant que toute l'énergie est absorbée à la densité critique, un tel raisonnement conduit à :

$$T_{e\,[keV]} = 2.7\left(\frac{A}{Z}\right)^{1/3}\left(I_{14,abs}\lambda^2_{0\,[\mu m]}\right)^{2/3} \tag{2.5}$$

où $I_{14,abs}$ est l'intensité absorbée dans le plasma, en unités de 10^{14} W/cm^2. Pour donner un ordre d'idée, si on prend une cible de parylène, un laser à 526.5 nm et une intensité de 10^{14} W/cm^2 absorbée à 50 %, on trouve $T_e \approx 0.9$ keV. Une estimation plus fine de la température nécessiterait l'inclusion de ce qu'on appelle le limiteur de flux, qui est un facteur qui doit rendre compte des particularités du transport de chaleur aux abords de la couche critique [24]. Généralement, ce facteur est ajusté dans les simulations numériques afin de rendre compte des résultats expérimentaux. Nous nous contenterons ici d'utiliser l'expression 2.5 qui est bien suffisante pour notre dimensionnement d'expérience.

Passons maintenant au cas des feuilles minces. Durant la première phase de l'irradiation, l'hydrodynamique est inchangée par rapport au cas des feuilles épaisses. Après le débouché du front d'ablation en face arrière de la feuille, la densité de cette dernière chute rapidement comme nous l'avons déjà indiqué. Dans ce cas, la résolution des équations hydrodynamiques dans une géométrie mono-dimensionnelle conduit à :

$$n_{e,max}(t) \propto t^{-5/4} \tag{2.6}$$

$$n_e(x,t) = n_{e,max}(t)\left[1-\left(\frac{x}{L}\right)^2\right] \tag{2.7}$$

où $n_{e,max}$ représente la densité maximale du plasma. Il s'agit donc d'un profil de type parabolique dont le maximum décroît au cours du temps. La largeur caractéristique de ce profil, notée L, vaut approximativement $2c_st$, si bien que le profil s'élargit au cours du temps.

Sur la figure 2.3, nous avons représenté l'évolution temporelle du profil de densité électronique pour une feuille mince explosée. Les variables de temps et d'espace ainsi que la densité électronique sont normalisés à leurs valeurs au débouché du front d'ablation. On observe bien la chute rapide de la

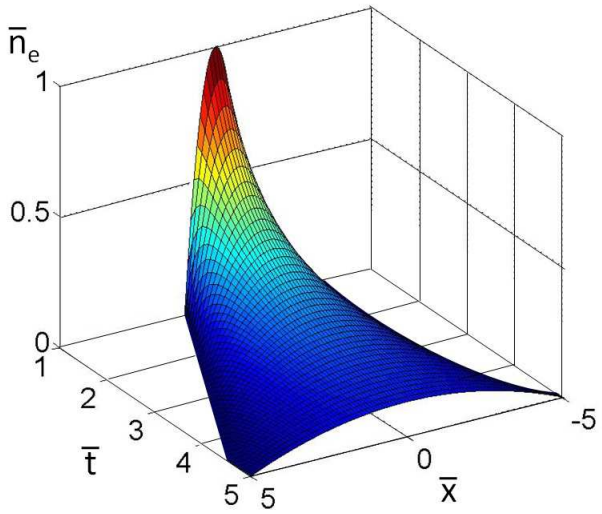


FIGURE 2.3 – (a) Evolution temporelle du profil de densité électronique pour une feuille mince explosée. $\bar{t}$ et $\bar{n_e}$ sont normalisés à leurs valeurs respectives au débouché du front d'ablation. $\bar{x}$ est normalisé à L_0 , largeur du profil au débouché du front d'ablation.

densité et l'étalement spatial du profil. Avec une impulsion laser se propageant perpendiculairement au profil, on peut s'assurer d'une densité relativement homogène, qui décroit avec le temps. Si l'impulsion se propage parallèlement au profil (donc selon x sur la figure 2.3), l'impulsion rencontre un fort gradient si elle est envoyée aux temps courts et un gradient beaucoup plus doux s'il elle est envoyée plus tardivement, mais avec une densité très faible. Il est important de garder à l'esprit que ce profil n'est parabolique que localement autour du maximum. Loin de ce dernier, le profil est plutôt linéaire.

En ce qui concerne la température, il a été montré [20] que cette dernière restait approximativement constante entre la fin du processus d'ablation et la fin de l'impulsion laser. On pourra donc, pour une estimation de la température électronique, utiliser l'expression 2.5 dans le cas des feuilles minces.

Les mousses

Les cibles dites de mousse sont composées d'un solide dont la répartition volumique est fortement inhomogène. Cette répartition conduit à abaisser fortement la masse volumique totale de la cible par rapport au cas d'un solide homogène, constitué du même matériau. Ainsi, dans le cadre de l'interaction laser-plasma, un intérêt particulier de ces cibles est de pouvoir générer des plasmas de faible densité et, nous le verrons, relativement homogènes. Les cibles de plus faible densité (il s'agit ici d'un abus de langage, on parle en toute rigueur de masse volumique) sont produites par le Lebedev Institute à Moscou, à base de différents polymères [25]. La technique employée par le

laboratoire permet de produire des cibles de densité inférieure à 10 mg/cm^3. Un matériau couramment employé pour ces cibles est le triacétate de cellulose (TAC) de formule brute $C_{12}H_{16}O_8$. La figure 3 montre les structures macroscopique (a) et microscopique (b) d'une mousse de TAC. Cette dernière peut être vue comme une agglomération de cellules fibreuses dont la dimension typique est de l'ordre du micron et dont la membrane en polymère a une épaisseur nanométrique.

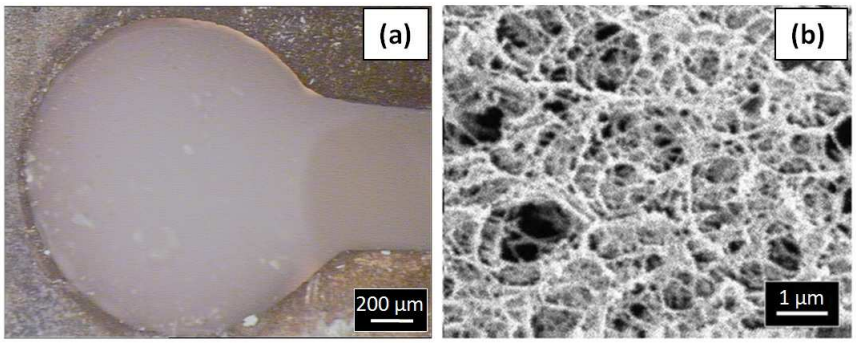


FIGURE 2.4 – (a) Mousse de TAC dans son support métallique. (b) Structure microscopique de la mousse avec son système de fibres et de pores.

La question qui se pose maintenant est de savoir comment relier la densité de la mousse avec la densité électronique du plasma que l'on produira à partir de cette mousse. En appelant $N_{e,mol}$ le nombre d'électrons libres par molécule créés lors de l'ionisation, m la masse d'une molécule et si ρ est la densité moyenne de la mousse, on trouve immédiatement que la densité d'électrons libres dans le plasma est donnée par $n_e = N_{e,mol}\frac{\rho}{m}$. Maintenant, si m_p est la masse du proton, A le nombre de masse moyen des ions du plasma et Z le degré d'ionisation moyen, la relation précédente devient $n_e = \frac{Z}{A}\frac{\rho_{mousse}}{m_p}$. Pour les études d'interaction laser-plasma, il est commode de normaliser cette valeur à la densité critique, qui est donnée de manière pratique par $n_c = 1.1 \times 10^{21}\lambda_{0\,[\mu m]}^{-2}$. Au final, on a donc :

$$\frac{n_e}{n_c} = 0.54\frac{Z}{A}\rho_{[mg/cm^3]}\lambda_{0\,[\mu m]}^2 \tag{2.8}$$

Sous l'hypothèse que lors de l'irradiation laser les atomes sont totalement ionisés, on a pour une mousse TAC Z = 4.22 et A = 8. Pour une longueur d'onde laser à 1053 nm, on trouve qu'une mousse de 3 mg/cm^3 génère un plasma quasiment à la densité critique. Dans le cas d'une longueur d'onde de 526.5 nm, la densité générée n'est plus que de $0.24n_c$. Pour un faisceau standard dans le vert, on voit donc qu'on est capable de générer directement de très faibles densités électroniques. Si l'ionisation de la mousse est très rapide, cela devient très intéressant puisqu'on obtient un plasma homogène dont on peut choisir la densité électronique. Naturellement, au cours du temps, le plasma

va se détendre et on obtiendra des gradients dans les profils hydrodynamiques.

Contrairement au cas des feuilles, les profils de densité et de température sont difficilement estimables par des lois d'échelles dans les mousses, étant donné qu'elles constituent par nature un milieu inhomogène. Dans ce cas, le recours aux simulations numériques s'impose. Nous y reviendrons.

Choix des cibles à utiliser

L'objectif de l'expérience étant l'étude des instabilités paramétriques en plasmas multiples, il nous faut dimensionner l'expérience de telle sorte à pouvoir les observer dans de bonnes conditions. Les trois instabilités que nous allons étudier sont les instabilités de rétrodiffusion Brillouin et Raman, et l'instabilité de filamentation. Une bonne manière d'appréhender les choses est alors de représenter les seuils de déclenchement de ces instabilités en fonction de la densité électronique du plasma. C'est ce que nous avons fait en figure 2.5. Pour cette représentation, nous avons choisi une longueur d'onde laser de 526.5 nm, un diamètre de point chaud laser (speckle) de 10 μm et une température de plasma de 1 keV. Nous avons utilisé le nombre de masse et le degré d'ionisation attendus pour les mousses TAC, en sachant que les seuils présentés sont très peu modifiés si l'on utilise les paramètres des feuilles de parylène, étant donné la proximité de ces cibles en termes de composition chimique.

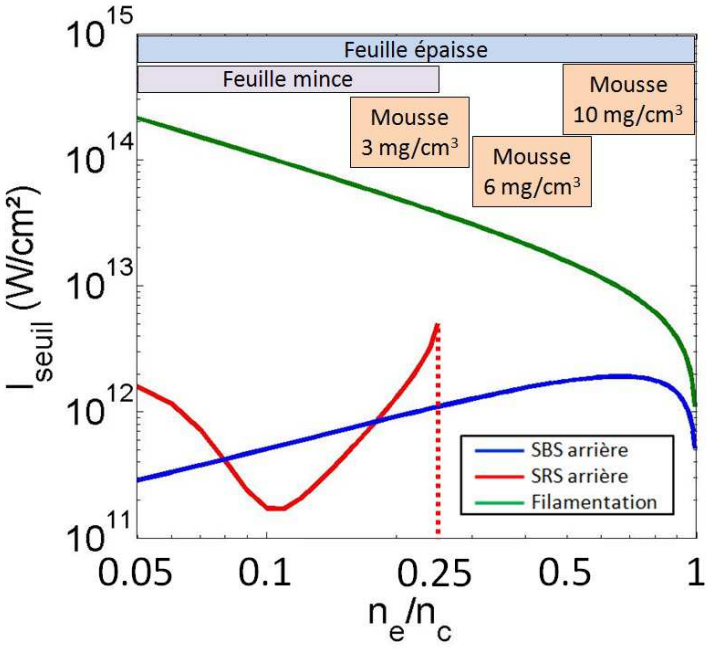


FIGURE 2.5 – Seuils en intensité en fonction de la densité électronique pour les instabilités de rétrodiffusion Brillouin et Raman et l'instabilité de filamentation. Les paramètres choisis sont T_e = 1 keV, Z = 4.3, A = 8 et 10 μm pour la taille des speckles.

L'expression des seuils présentés ici sera donnée plus loin dans le manuscrit. Ce qu'il faut retenir, c'est que pour cette température, une intensité laser supérieure à 10^{13} W/cm^2 est suffisante pour observer le déclenchement des instabilités de rétrodiffusion, sur tout le domaine de densité électronique. L'instabilité de filamentation nécessite une intensité supérieure à 10^{14} W/cm^2 pour se déclencher à faible densité. En se plaçant suffisamment au-delà de cette intensité, on peut donc observer l'ensemble des instabilités en plasma homogène avec des mousses, en plasma inhomogène contenant la densité critique avec des feuilles épaisses, et en plasma inhomogène ne contenant pas la densité critique avec des feuilles minces. Il est donc possible en combinant ces cibles d'étudier une large gamme de paramètres plasmas comme nous le voulions. La température de 1 keV, pour laquelle nous avons trouvé ces seuils, et l'intensité supérieure à 10^{14} W/cm^2 sont accessibles avec les lasers de classe kiloJoule, en régime nanoseconde.

Les études en plasmas multiples peuvent ainsi être menées, en combinant par exemple une mousse avec une feuille. Comme nous l'avons indiqué en début de ce chapitre, il est alors primordial de pouvoir contrôler précisément l'alignement et la distance entre les deux cibles. De manière pratique, ceci peut être assuré en montant les deux parties de la cible sur des supports indépendants, comportant chacun leurs systèmes de translation et leurs goniomètres, comme on peut le voir sur le dessin technique de la figure 2.6.

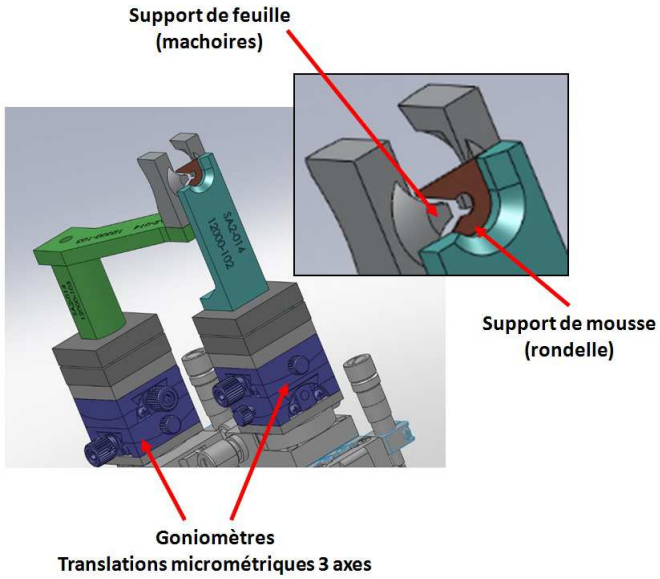


FIGURE 2.6 – Dessin technique de porte-cible pour cible composée avec un support type rondelle pour la mousse et un support type machoire pour la feuille.

2.1.3 Caractéristiques lasers

Les cibles ayant été présentées dans le paragraphe précédent, nous allons maintenant donner des précisions quant aux paramètres laser à utiliser. Nous avions précisé que compte tenu de nos objectifs, il était souhaitable d'avoir une intensité laser supérieure à 10^{14} W/cm^2 en régime nanoseconde. L'installation LULI2000 répond à ces besoins. Avant d'entrer dans le détail des choix opérés pour les conditions laser, nous allons présenter rapidement l'installation.

L'installation LULI2000

Le LULI2000 est une installation laser de forte puissance dédiée à la physique des plasmas, localisée à l'Ecole Polytechnique. Elle dispose de deux chaînes laser principales, dénommées chaîne nord (CN) et chaîne sud (CS). Ces deux chaînes reposent sur la même technologie, à savoir, un milieu amplificateur à verre dopé au néodyme (Nd :Verre). Nous allons maintenant décrire brièvement le principe général utilisé pour la génération et l'amplification des impulsions laser.

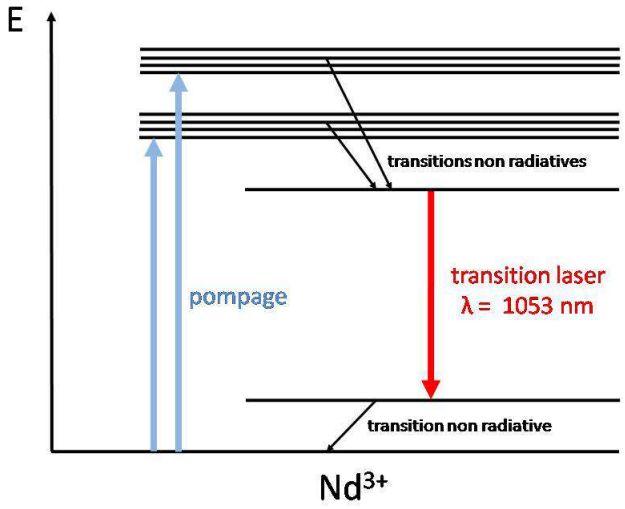


FIGURE 2.7 – Représentation schématique des niveaux d'énergie et transitions impliqués dans les lasers Nd :Verre

Au niveau du pilote, un oscillateur laser génère une impulsion d'une énergie de quelques mJ. C'est à ce niveau qu'est fixé le profil temporel de l'impulsion (en anticipant les déformations qu'il va subir lors de l'amplification) ainsi que sa durée. Cette impulsion est ensuite transportée jusque dans la chaîne d'amplification. Cette dernière est constituée d'une succession de barreaux et de disques de verre dopés au néodyme, dont le pompage optique est assuré par des lampes flash, elles-mêmes

alimentées par un banc de condensateurs haute tension. La transition lasante des ions Nd^{3+} amplifie le rayonnement à la longueur d'onde $\lambda = 1053$ nm, dans le domaine de l'infrarouge comme présenté en figure 2.7. Afin de constamment rester sous le seuil de dommage du milieu amplificateur, le diamètre du faisceau est augmenté au cours de son amplification, permettant ainsi de garder une fluence constante. Ainsi, en fin de chaîne, on obtient une impulsion dont l'énergie est de l'ordre du kilojoule, pour un diamètre de faisceau de 184 mm. Par ailleurs, chaque chaîne est équipée de filtres spatiaux ainsi que d'un miroir déformable permettant la correction du front d'onde. Ces corrections sont indispensables d'une part pour éviter la dégradation des sections amplificatrices sous l'effet de points chauds dans le laser, d'autre part, pour garantir une certaine qualité de tache focale aux expérimentateurs. Il est à noter que du fait du nécessaire refroidissement des barreaux (pour éviter les effets de lentille thermique notamment), cette installation ne permet que des cadences de tir très faibles, environ un tir toutes les 90 min à pleine énergie.

Même si cette configuration n'a pas été utilisée dans l'expérience présentée ici, précisons à titre informatif que la chaîne sud du LULI2000 a la particularité de pouvoir délivrer également des impulsions en régime picoseconde, grâce à un second oscillateur et à la technologie d'amplification par dérive de fréquence (en anglais *Chirped Pulse Amplification* - CPA) [6].

Après amplification, les faisceaux sont transportés jusqu'à la salle d'expérience, isolée du hall d'amplification. L'élément principal de cette salle est la chambre à vide dans laquelle se déroule l'interaction laser-cible. Celle-ci est munie entre autres de pompes turbomoléculaires permettant d'obtenir une pression inférieure à 10^{-3} mbar (vide secondaire) en moins d'un quart d'heure. Le centre de l'enceinte est muni d'un support magnétisé permettant de recevoir le porte-cible avec un positionnement reproductible. L'alignement de la cible, d'une précision de quelques microns, est effectué hors de l'enceinte grâce à un banc d'alignement préréglé, cet alignement étant recontrôlé avant tir dans la chambre grâce à deux télémicroscopes pointant la position de la cible.

L'injection des faisceaux dans l'enceinte se fait par des hublots, précédés des lentilles de focalisation, dont nous donnerons les spécifications plus tard. Les support de lentilles sont adaptés pour recevoir des systèmes de lissage spatial des impulsions lasers, comme les lames de phase aléatoire. Enfin, avant injection dans l'enceinte et focalisation, il est possible d'insérer des cristaux de KDP permettant une conversion de fréquence des impulsions laser. Même si le triplage de fréquence est possible sur cette installation, l'option la plus couramment utilisée est celle du doublage, la longueur d'onde laser passant ainsi de 1053 nm à 526.5 nm, dans le vert.

Le reste de la salle est occupé par les diagnostics expérimentaux. On distingue alors les diagnostics permanents, essentiellement les instruments de mesure de l'énergie laser et des profils d'impulsion, et les diagnostics temporaires, installés par les utilisateurs pour la durée d'une campagne.

Caractéristiques des faisceaux et géométrie d'interaction

Les deux chaînes de l'installation, dont le décalage temporel Δt à l'arrivée sur cible est ajustable, permettent de répartir les phases de préformation du plasma et d'étude de l'interaction sur deux impulsions distinctes. Dans le schéma le plus général de l'expérience, la chaîne sud est utilisée pour préformer le plasma et la chaîne nord est utilisée comme faisceau d'interaction.

Pour des raisons que nous préciserons juste après, les expériences d'interaction laser-plasma nécessitent la mise en place d'un lissage spatial de l'impulsion par lame de phase aléatoire. Cette technique conduit à un élargissement important du diamètre de la tache focale par rapport à une tache limitée par diffraction, ce qui réduit donc l'intensité sur cible. Pour cette expérience, nous avons utilisé des lames de phases conduisant à des diamètres de tache de l'ordre de 200 μm. Après doublage de fréquence et avec un rendement de conversion proche de 50%, les tirs à pleine énergie (400 J après conversion) permettent d'atteindre une intensité supérieure à 10^{14} W/cm^2, pour des impulsions de 1.5 ns. La forme d'impulsion retenue est identique sur les deux faisceaux, à savoir un front montant de 100 ps, un plateau de 1.3 ns et un front descendant de 100 ps.

Revenons maintenant sur le lissage spatial des impulsions que nous avons évoqué plus haut. Il s'agit d'un point important dans les expériences d'interaction car il concerne la maîtrise de la tache focale. En effet, les faisceaux d'un laser de puissance sont sujets au cours de leur amplification à de nombreuses fluctuations. Ces fluctuations se retrouvent bien entendu au niveau de la tache focale. Ainsi, ce qui idéalement devrait ressembler à une tache gaussienne se présente en général sous la forme d'un ensemble réduit de points chauds d'intensité très variable. Comme la distribution d'intensité dans la tache focale est le résultat de l'histoire de la propagation du faisceau dans la chaîne, elle est différente d'un tir à l'autre. Or, l'interaction laser-plasma est intimement dépendante des conditions laser au niveau de la cible, si bien qu'une tache focale fluctuante conduit à des résultats non reproductibles et difficilement interprétables. Pour palier ce problème, des lames de phase aléatoire (en anglais *Random Phase Plate* - RPP) [26] ont été installées sur chaque faisceau juste après la lentille de focalisation. Ce système, a initialement été développé pour homogénéiser la distribution d'intensité dans la tache focale et donc assurer une certaine uniformité d'éclairement sur les cibles de FCI (nous y reviendrons au chapitre 5). Il s'agit d'une lame de verre sur laquelle a été déposé un traitement sous forme d'un pavage de motifs (que nous appellerons éléments de lame de phase dans la suite). La partie du faisceau laser qui traverse un de ces éléments voit sa phase soit conservée, soit augmentée de π. La répartition des éléments déphasants dans le plan est aléatoire. La lame étant placée en sortie de la lentille de focalisation, l'intensité résultante au niveau de la tache focale va être déterminée par les interférences aléatoires entre les différentes portions de faisceau. Le résultat est une tache constituée d'un très grand nombre de points chauds d'intensité aléatoire que nous appellerons speckles. Ainsi, si la position et l'intensité d'un point chaud donné dans la tache peuvent fluctuer d'un tir à l'autre, les propriétés statistiques de la tache seront elles conservées. L'image de la tache focale lissée par RPP a été enregistrée sur tir et est présentée sur la figure 2.8.

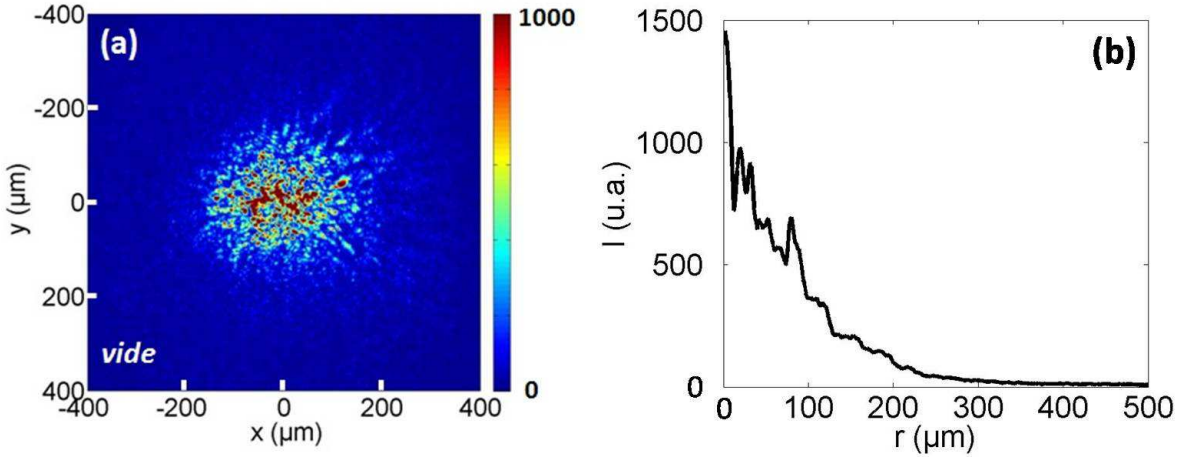


FIGURE 2.8 – (a) Profil spatial d'une impulsion typique utilisée pour cette expérience. On distingue la distribution d'intensité typique d'un faisceau lissé par RPP. (b)Distribution d'intensité radiale moyennée angulairement sur 2π.

Les dimensions transverse et longitudinale des speckles sont déterminées par les caractéristiques de l'optique de focalisation, à savoir sa distance focale et son diamètre. On a alors :

$$\rho_0 = \frac{\lambda_0 f}{D} \tag{2.9}$$

$$l_0 = \pi \lambda_0 \frac{f^2}{D^2} \tag{2.10}$$

où D représente le diamètre du faisceau avant focalisation, f la distance focale de la lentille de focalisation et λ_0 la longueur d'onde du laser. Les dimensions transverses ρ_0 et longitudinale l_0 d'un speckle ont été assimilées à ses longueurs de cohérence transverse et longitudinale respectivement [27].

Dans le cas d'un faisceau RPP, l'envelope de la tache focale est déterminée par la diffraction du faisceau sur les éléments de la lame. Ainsi, le diamètre à mi-hauteur ϕ de la tache focale est donné par [28] :

$$\phi = 1.22 \frac{\lambda_0 f}{d} \tag{2.11}$$

où d est la taille des éléments de RPP. 65 % de l'énergie est contenue dans la tache de surface $S = \frac{\pi}{4}\phi^2$ [28] . Pour une impulsion de durée τ, on définit ainsi l'intensité moyenne dans la tache focale comme suit :

$$I_0 = 0.65\frac{E_0}{(\pi/4)\phi^2\tau} \tag{2.12}$$

En unités pratiques, cela s'écrit :

$$I_{0[W/cm^2]} = 8.3 \times 10^{16}\frac{E_{0[J]}}{\phi^2_{[\mu m]}\tau_{[ns]}} \tag{2.13}$$

Dans l'approximation de l'optique géométrique, on peut considérer que cette intensité est constante sur une distance L telle que définie sur la figure 2.9 et donnée par :

$$L = \frac{2\phi f}{D} \tag{2.14}$$

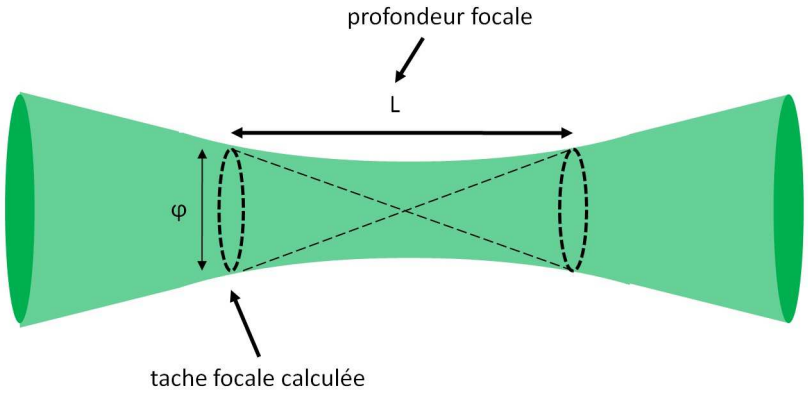


FIGURE 2.9 – Calcul géométrique de la profondeur focale.

Sur LULI2000, les lentilles ont une focale de 1600 mm et le faisceau un diamètre de 184 mm. Dans ces conditions, la longueur des speckles vaut 125 μm et leur diamètre 5 μm environ. On choisit une lame de phase d'éléments 5 mm pour le faisceau d'interaction, permettant d'obtenir une intensité de 5.5×10^{14} W/cm^2 sur une tache de 200 μm diamètre. Afin d'éviter des effets de bords lors de l'interaction, il est judicieux de préformer le plasma sur un diamètre supérieur à celui du faisceau d'interaction. Pour cette raison, nous utilisons une lame de phase d'éléments 4 mm sur le faisceau de création, conduisant à une intensité sur cible de 3.5×10^{14} W/cm^2 pour un diamètre de tache de 250 μm. En ce qui concerne la profondeur focale, on trouve L = 4.3 mm et 3.5 mm pour les faisceaux de

création et d'interaction respectivement. Ces très grandes profondeurs focales sont directement dues à la petite ouverture des lentilles de focalisation. Le tableau 2.1 reprend la plupart de ces éléments.

Faisceau	λ_0 (μm)	Focale (mm)	Eléments RPP (mm)	Diamètre tache (μm)	I_0 (W/cm^2)	E (J)	τ (ns)
Création (CS)	0.5265	1600	4	250	3.5×10^{14}	400	1.5
Interaction (CN)	0.5265	1600	5	200	5.4×10^{14}	400	1.5

Tableau 2.1 – Valeurs des principaux paramètres laser utilisés lors de l'expérience.

Les paramètres présentés dans le tableau 2.1 seront les conditions de tir standard pour la grande majorité des résultats présentés dans la suite de ce manuscrit. Le décalage temporel Δt entre les faisceaux est de 1.5 ns, c'est à dire que les deux faisceaux (création et interaction) se suivent directement, sans recouvrement. Précisons ici que du fait que les deux impulsions proviennent du même oscillateur (l'impulsion est séparée en deux avant l'amplification et le décalage temporel est obtenu par une ligne à retard), à Δt fixé, il n'y a pas de variation temporelle relative entre les deux faisceaux tir à tir (jitter). En revanche, d'un tir à l'autre, l'énergie (et donc l'intensité) des faisceaux peut être amenée à fluctuer, ces fluctuations étant au maximum de 10 %. Les variations importantes par rapport aux valeurs standard du tableau 2.1, pour des besoins spécifiques, seront précisées le cas échéant.

2.2 Réalisation pratique de l'expérience

L'obtention de résultats pertinents nécessite que l'expérience soit bien diagnostiquée. De ce fait, nous allons maintenant détailler le fonctionnement de chacun des diagnostics implantés durant cette campagne, en précisant notamment leurs limites de résolution et les erreurs associées.

Un schéma détaillé de la géométrie d'irradiation est présenté sur la figure 2.10. Dans cette expérience, la CS a été principalement utilisée comme faisceau de création tandis que le rôle de faisceau d'interaction a été attribué à la CN. L'angle entre les deux faisceaux est fixé à 10° par la géométrie de l'installation.

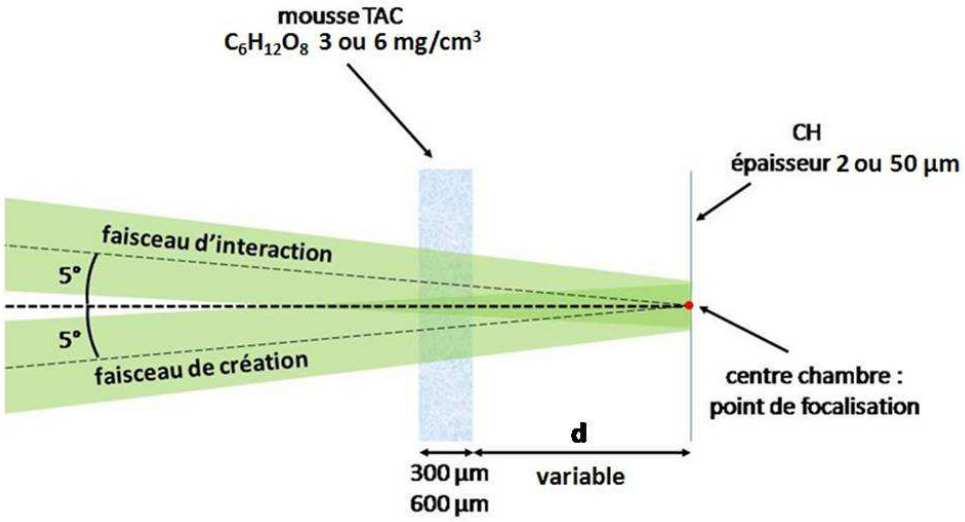


FIGURE 2.10 – Représentation détaillée de la géométrie d'irradiation dans le cas d'une cible composée.

Dans le cas des cibles composées, le choix a été fait de placer la feuille au centre chambre (communément appelé TCC pour *target chamber center*), correspondant en principe au meilleur foyer pour la focalisation des lasers. La mousse est donc dans ce cas placée à une distance d en avant du TCC. Dans notre expérience, d était au maximum de 1.2 mm, si bien que l'intensité laser peut y être considérée comme équivalente à l'intensité au TCC (d < L).

2.2.1 Description des diagnostics

Sur la figure 2.11, le schéma global de l'expérience est représenté. Dans la suite, nous allons détailler dans un premier temps la géométrie d'irradiation, puis nous passerons en revue chacun des diagnostics qui ont été implémentés pour cette expérience.

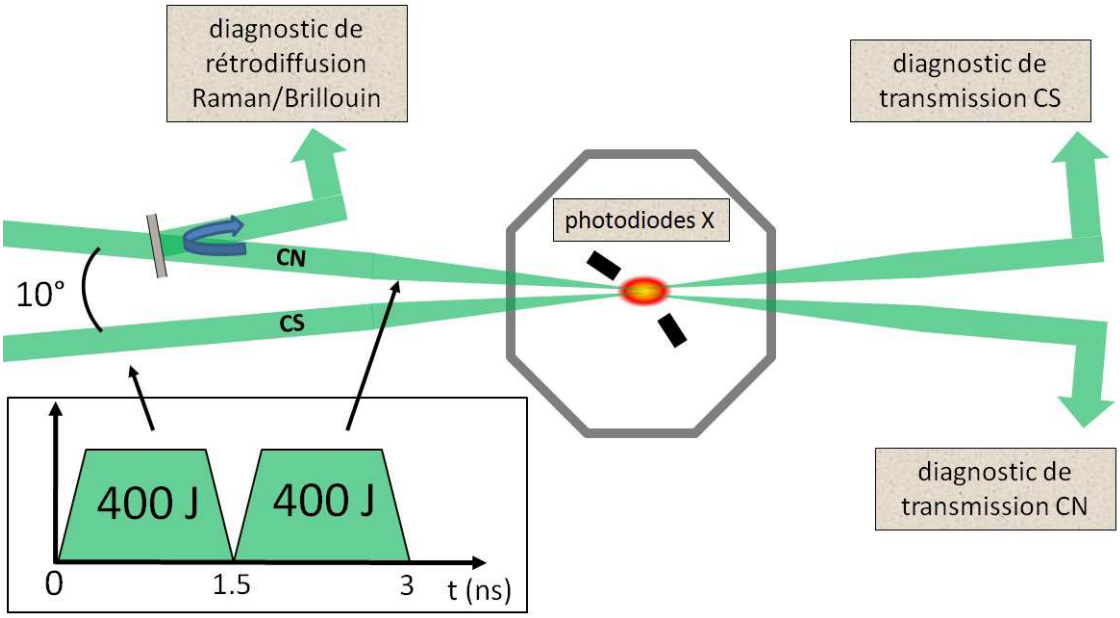


FIGURE 2.11 – Représentation schématique du montage expérimental, comprenant la géométrie d'irradiation et les principaux diagnostics.

Le diagnostic de rétrodiffusion : considérations générales

Il s'agit du diagnostic principal de l'expérience, installé sur le faisceau d'interaction. Le schéma du diagnostic est représenté en figure 2.12. Le principe est le suivant. La lumière rétrodiffusée par le plasma est collectée par la lentille de focalisation, avec pour conséquence de ne pas permettre la mesure de la diffusion hors du cône de focalisation initial. Cette lumière est ensuite partiellement prélevée par une lame positionnée dans le faisceau, réfléchissant 4 % de la lumière incidente. Ce prélèvement est transporté jusqu'à un miroir sphérique de focale f_{retro}=12 m afin d'amorcer la focalisation, avant d'arriver au niveau d'une lame dichroïque permettant la séparation des composantes Raman et Brillouin, situées dans des gammes spectrales différentes. Cette lame est alignée pour une incidence de 45°. Dans cette configuration, elle transmet 100% de l'énergie Raman et réfléchit 50% de l'énergie Brillouin. Enfin, chacune de ces deux composantes est focalisée au niveau des instruments de mesure dédiés, qui seront décrits ultérieurement.

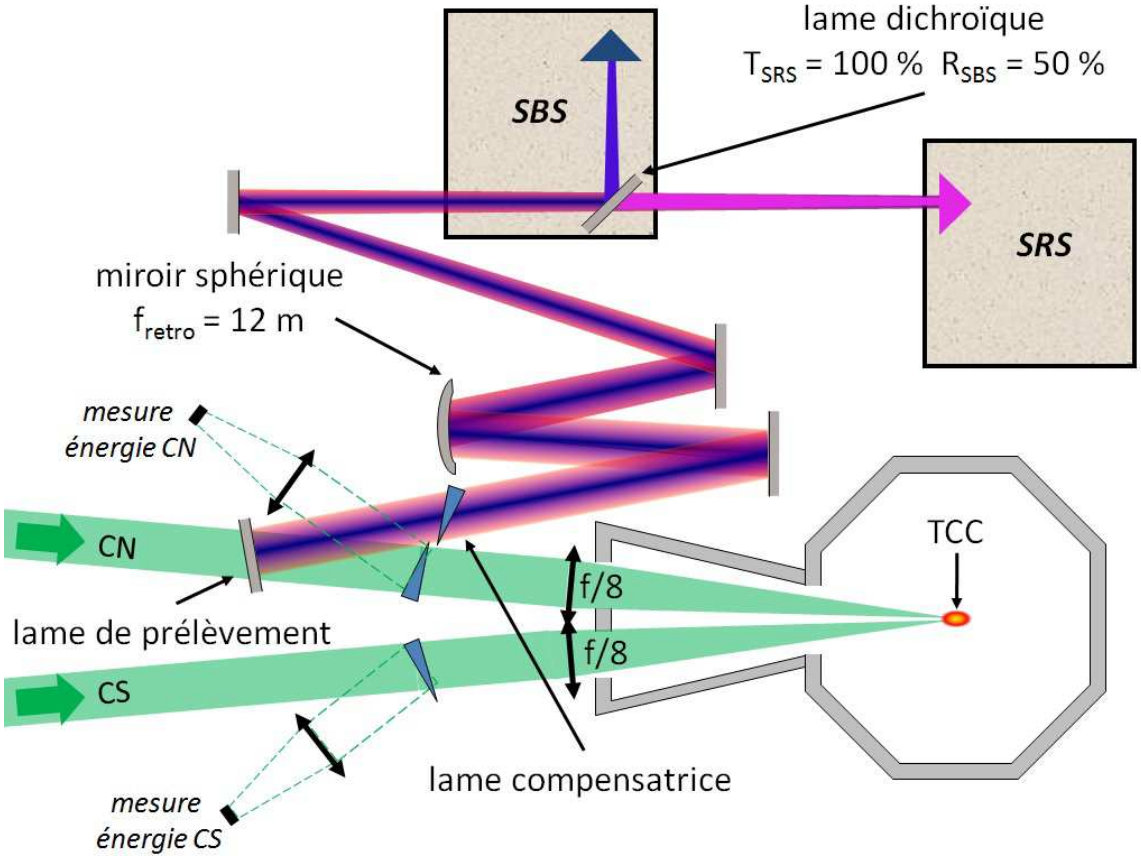


FIGURE 2.12 – Schéma global du diagnostic de rétrodiffusion, depuis le prélèvement de la lumière rétrodiffusée jusqu'aux tables d'analyse.

Il est à noter qu'une première contrainte expérimentale apparaît ici. Celle-ci est due au chromatisme de la lentille de focalisation dont on sait que l'indice optique est dépendant de la longueur d'onde. Or, si la rétrodiffusion Brillouin se fait à une longueur d'onde sensiblement proche de la longueur d'onde laser, le spectre Raman est lui relativement large (typiquement contenu dans l'intervalle $[\lambda_0\text{-}2\lambda_0]$). La position du TCC étant choisie au foyer de la lentille pour la longueur d'onde du laser, pour une partie du spectre, l'émission se fait hors foyer et donc, en sortie de lentille, la lumière diverge légèrement. Calculons maintenant cette divergence.

La lentille de focalisation est constituée de verre BK7. L'équation de Sellmeier permet d'en déterminer l'indice optique pour les deux longueurs d'onde extrêmes du domaine qui nous intéresse :

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \tag{2.15}$$

où les coefficients de Sellmeier $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ sont donnés dans le tableau 2.2 pour le BK7.

B_1	B_2	B_3	C_1	C_2	C_3
1.0396	2.3179×10^{-1}	1.0104	$6.0006\times10^{-3}\ \mu m^2$	$2.0017\times10^{-2}\ \mu m^2$	$1.0356\times10^{-2}\ \mu m^2$

Tableau 2.2 – Valeurs des coefficients de Sellmeier pour le BK7.

On obtient alors n($\lambda_0 = 526$ nm) = 1.5239 et n($2\lambda_0 = 1053$ nm) = 1.5103

Pour déterminer les longueurs focales correspondantes, on fait l'approximation de la lentille mince, ce qui conduit à la formule :

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \tag{2.16}$$

où R_1 et R_2 correspondent aux rayons de courbure des deux faces de la lentille. Connaissant f(λ), on obtient facilement :

$$f(2\lambda) = \frac{n(\lambda)-1}{n(2\lambda)-1} f(\lambda) \tag{2.17}$$

Au final, on obtient f(λ_0) = 1600 mm et f($2\lambda_0$) = 1642.6 mm. Soit θ le demi-angle d'ouverture du faisceau. Comme la distance TCC-lentille vaut f(λ_0)= 1600 mm et le rayon du faisceau au niveau de la lentille vaut 100 mm, on a $\theta = \arctan(100/1600) = 0.0625\,\text{rad}$. A partir de la formule de conjugaison de la lentille simple, on aboutit à

$$\theta' = \left[1 - \frac{OA}{f(2\lambda)}\right]\theta = \left[1 - \frac{1600}{1642.6}\right] \times 0.0625 = 0.00162\,rad \tag{2.18}$$

où θ' est le demi-angle d'ouverture du faisceau après la lentille. La divergence est faible et éventuellement compensable plus tard lors de la focalisation par un miroir sphérique. En revanche, le plan image du système optique pour la focalisation au niveau du diagnostic sera fonction de la longueur d'onde. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Une deuxième contrainte provient du fait que la lumière, avant d'atteindre la lame de prélèvement, doit traverser une lame prismatique destinée à la mesure de l'énergie laser. La largeur spectrale non nulle du rayonnement rétrodiffusé va donc conduire à une dispersion angulaire de celui-ci lors de la traversée de la lame prismatique. Pour pallier ce problème, nous avons inséré dans le faisceau une seconde lame prismatique symétriquement à la première, de manière à exactement compenser cette dispersion. L'alignement précis de la seconde lame prismatique a été effectué en utilisant une lampe large spectre placée au TCC. Les deux lames en question sont également représentées en figure 2.12.

Après ces considérations générales sur le transport du faisceau, nous allons détailler le fonctionnement du diagnostic proprement dit, pour les gammes Brillouin et Raman.

Le diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Après réflexion sur la lame dichroïque, le rayonnement Brillouin est transporté jusqu'à la table de diagnostic décrite dans la figure 2.13. On peut diviser cette table de diagnostic en deux parties. La première consiste en la mesure du spectre rétrodiffusé, et la seconde en la mesure de l'énergie rétrodiffusée.

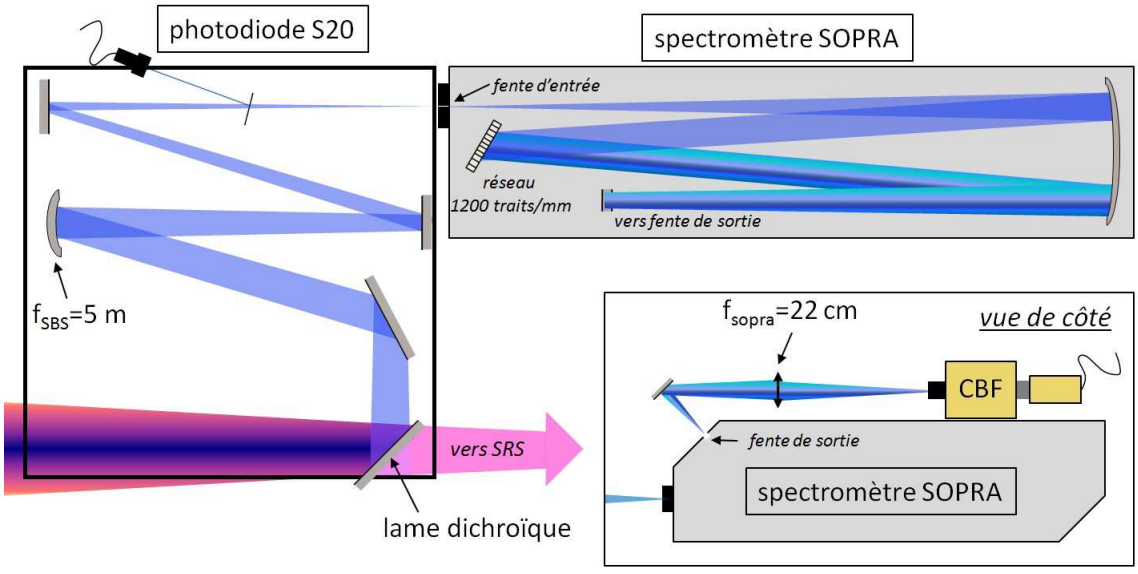


FIGURE 2.13 – Schéma détaillé du diagnostic de rétrodiffusion Brillouin, comprenant une mesure d'énergie et une mesure de spectre résolu en temps.

Pour la mesure du spectre, la lumière est focalisée en entrée d'un spectromètre à réseau fortement dispersif, le spectre Brillouin étant par nature relativement étroit (quelques Angströms). Ainsi, le réseau de diffraction utilisé est gravé de 1200 traits/mm et optimisé pour l'ordre 2. Un miroir

sphérique de focale f_{SOPRA}=1.15 m à l'arrière de l'instrument assure la collimation du faisceau sur le réseau et sa refocalisation sur la fente de sortie après dispersion. La focalisation en entrée de spectromètre est assurée d'une part par le miroir sphérique de focale f_{retro} = 12 m commun aux diagnostics Raman et Brillouin, d'autre part par un miroir sphérique de focale f_{SBS}=5 m propre au diagnostic Brillouin. La combinaison de ces deux focales est choisie de sorte à obtenir une ouverture de faisceau proche de l'ouverture du spectromètre, définie par le rapport de la taille du réseau sur la focale du miroir sphérique situé dans le spectromètre. De cette manière, on maximise la surface éclairée sur le réseau et la résolution spectrale est optimisée. C'est donc ce souci d'optimisation de la résolution qui détermine *in fine* le trajet optique retenu. Par ailleurs, on s'assure de travailler avec de petits angles d'incidence sur les miroirs sphériques, ceci pour limiter l'astigmatisme.

En sortie du spectromètre, une lentille de reprise de focale f_{sopra}=22 cm permet d'imager le spectre au niveau de la fente d'entrée d'une caméra à balayage de fente (CBF). Cette dernière permet l'enregistrement de l'évolution temporelle du spectre avec une résolution de l'ordre de la centaine de picosecondes, déterminée par l'ouverture de la fente. L'imagerie de reprise du spectre pour la résolution temporelle est représentée dans l'encart de la figure 2.13, dans une vue latérale.

Le grandissement total du diagnostic γ_{SBS} est défini comme étant le rapport de la taille de l'image à l'entrée de la CBF sur la taille de l'objet imagé. Il est relié au grandissement en entrée de spectromètre γ_1 et au grandissement du système de reprise γ_2 par $\gamma_{SBS} = \gamma_1\gamma_2$. La maîtrise de γ_1 et γ_{SBS} est essentielle car ces derniers déterminent la région du plasma dont l'émission est collectée dans les fentes du diagnostic. Un fort grandissement, relativement à la taille des fentes du spectromètre et de la CBF, conduira ainsi à la mesure d'un spectre émis par une région localisée du plasma, rendant ainsi les résultats davantage sensibles aux variations dans l'alignement. Au contraire, un grandissement plus modeste donnera un spectre intégré spatialement sur une plus grande zone et donc plus représentatif. Ce dernier critère conditionne la largeur des fentes et de fait limite les résolutions spectrale et temporelle. En considérant l'ensemble de notre trajet optique, du TCC à la CBF, on aboutit à γ_1=3.4, γ_2=0.56 et γ_{SBS}=1.9.

Pour la mesure de l'énergie rétrodiffusée, une lame de verre a été insérée sur le faisceau en amont du spectromètre, afin de prélever une partie de la lumière. Ce prélèvement s'effectue par réflexion partielle sur les faces avant et arrière de la lame, le coefficient de réflexion total étant de 8%. Cette lame de verre est de très faible épaisseur afin que les deux réflexions soient approximativement superposées. Par ailleurs, le dépointage induit en entrée de spectromètre est négligeable. Le prélèvement ainsi effectué est dirigé vers une photodiode rapide (temps de montée de 100 ps) de type S-20 (sensibilité maximale dans le domaine visible), l'interaction avec la surface sensible se faisant en amont du point de focalisation. Cette dernière précaution, additionnée de la présence d'un diffuseur devant le détecteur, permet une homogénéisation du dépôt d'énergie sur ce dernier.

Le diagnostic de rétrodiffusion Raman

La lumière de la gamme Raman est transmise par la lame dichroïque puis dirigée vers la table de diagnostic. Notons ici que cette lame transmet également la moitié de la lumière dans la gamme Brillouin (proche de la longueur d'onde laser). Pour s'en affranchir, on filtrera la lumière au niveau de la table de diagnostic pour retirer toutes les contributions de longueur d'onde inférieure à 550 nm. Comme pour la rétrodiffusion Brillouin, le diagnostic comporte une partie dédiée à la mesure du spectre rétrodiffusé et une partie consacrée à la mesure de l'énergie rétrodiffusée, comme schématisé en figure 2.14.

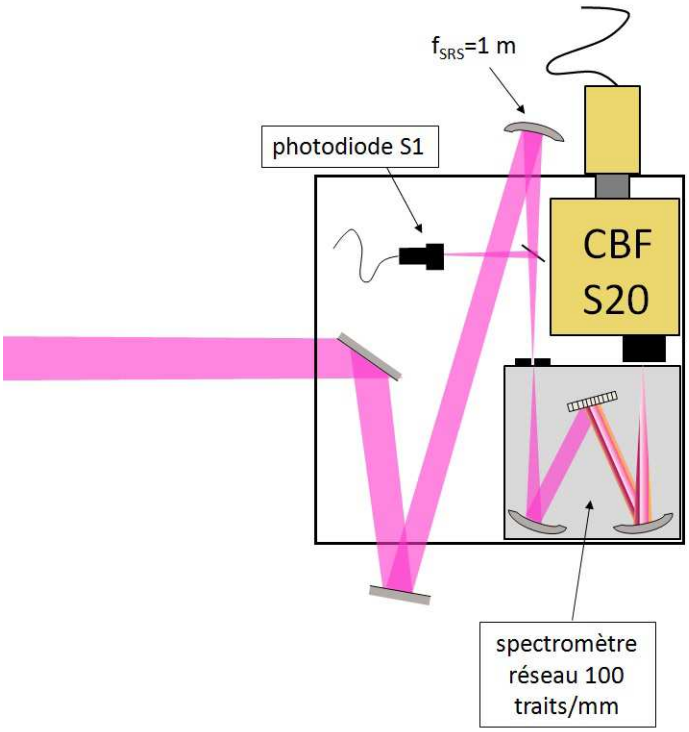


FIGURE 2.14 – Schéma détaillé du diagnostic de rétrodiffusion Raman, comprenant une mesure d'énergie et une mesure de spectre résolue en temps.

Pour la mesure du spectre, on utilise ici encore un couplage spectromètre-CBF. La grande largeur du spectre Raman (on rapelle que ce dernier est typiquement compris entre λ_0 et $2\lambda_0$) ne nécessite pas de disposer d'un instrument aussi dispersif que pour le Brillouin. Le système dispersif est un réseau échelette (ou réseau blazé) gravé de 100 traits/mm, renvoyant un maximum d'énergie dans l'ordre 1 lorsqu'il est utilisé pour la gamme spectrale qui nous intéresse. La focalisation en entrée de spectromètre est assurée d'une part par le miroir sphérique de focale f_{retro} = 12 m commun aux diagnostics Raman et Brillouin, d'autre part par un miroir sphérique de focale f_{SRS}=1 m propre

au diagnostic Raman. Encore une fois, le choix de cette combinaison de focales ainsi que des distances de propagation a été dicté par le besoin d'adapter l'ouverture du faisceau à l'ouverture du spectromètre. La collimation du faisceau avant dispersion et sa refocalisation après dispersion sont assurées par deux miroirs de focale 43 cm situés en fond d'instrument, la totalité du système ne produisant pas de grandissement. L'entrée de la CBF est placée directement dans le plan image du spectromètre.

Nous avions vu précédemment que la grande largeur spectrale du Raman impliquait que le chromatisme de la lentille de focalisation devait être pris en compte. Au niveau de l'entrée du spectromètre, ceci va se traduire par un plan image différent pour chaque longueur d'onde. Comme la longueur d'onde du spectre Raman est essentiellement dépendante de la densité électronique, on comprend que le plan d'imagerie sera différent selon que le plasma étudié est plus ou moins dense. Pour cette raison, le miroir de focalisation f_{SRS} = 1 m est monté sur support mobile. On peut calculer la position qu'il doit occuper en fonction de la densité attendue, afin que le plan image du système coïncide avec la fente d'entrée du spectromètre. Autour de la longueur d'onde imagée, la fraction de lumière détectée (*ie* qui est laissée passer par la fente) va décroître du fait de la défocalisation de la lumière.

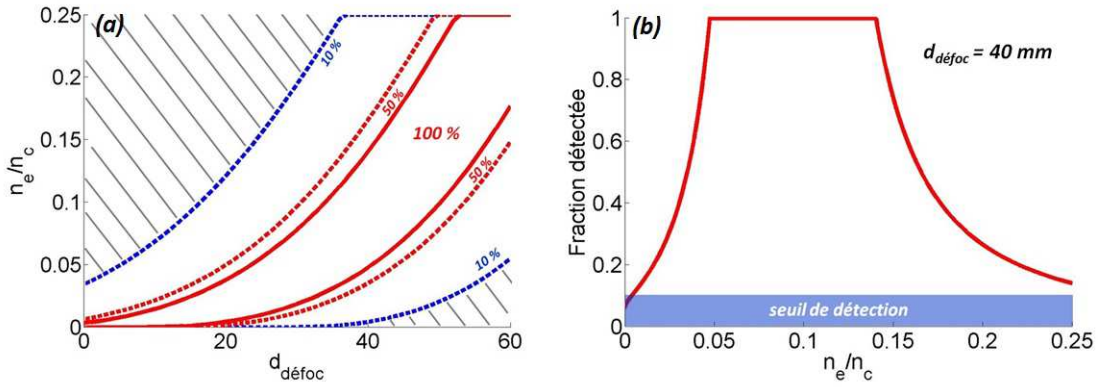


FIGURE 2.15 – (a) Zones de densités électroniques accessibles par le spectromètre en fonction de la distance de défocalisation du miroir. On a représenté la fraction de lumière rétrodiffusée dans la gamme Raman effectivement collectée par le diagnostic en tenant compte de la largeur des fentes. (b) Fraction détectée en fonction de la densité électronique pour une défocalisation de 40 mm.

Sur la figure 2.15 (a), on représente les densités ainsi accessibles en fonction du décalage d_{defoc} appliqué au miroir d'imagerie. d_{defoc}= 0 correspond à la position du miroir pour la longueur d'onde laser. La zone hachurée correspond à une fraction détectée inférieure à 10% de la lumière rétrodiffusée et n'est pas détectable compte tenu de la dynamique de la caméra. Pour un décalage supérieur à

30 mm, toutes les densités sont a priori accessibles. En pratique, la plupart des tirs ont été réalisé avec $d_{defoc} = 40$ mm. Dans ce cas, la figure 2.15 (b) montre que l'imagerie est optimisée pour des densités électroniques comprises entre $0.05n_c$ et $0.15n_c$.

Le grandissement total du diagnostic est donné par le produit des grandissements associés à la lentille de focalisation, au miroir sphérique commun aux deux diagnostics de rétrodiffusion, et au miroir sphérique du diagnostic Raman. Pour le cas où la longueur d'onde rétrodiffusée est la longueur d'onde laser, on trouve $\gamma_{SRS} = 0.7$. L'influence de la modification de la position du miroir sphérique final est négligeable sur la valeur du grandissement.

Enfin, la mesure de l'énergie se fait par un prélèvement dans la lumière rétrodiffusée via une lame réfléchissant 4% de la lumière sur chaque face, qui est dirigé vers une photodiode rapide de type S-1 (sensibilité maximale dans le rouge-infrarouge). Comme pour le Brillouin, on défocalise légèrement le rayonnement au niveau du détecteur et on équipe ce dernier d'un diffuseur.

Le diagnostic de transmission

En complément de la mesure de rétrodiffusion, un diagnostic de mesure de la lumière transmise par le plasma a été installé. Une représentation schématique en est donnée en figure 2.16 On peut le décomposer en deux parties. La première consiste en la mesure de l'énergie transmise. La seconde est un diagnostic d'imagerie. Il est à noter que la transmission a été mesurée pour chacun des deux faisceaux (création et interaction) indépendamment. Dans la suite, nous allons détailler le fonctionnement du diagnostic pour les deux faisceaux.

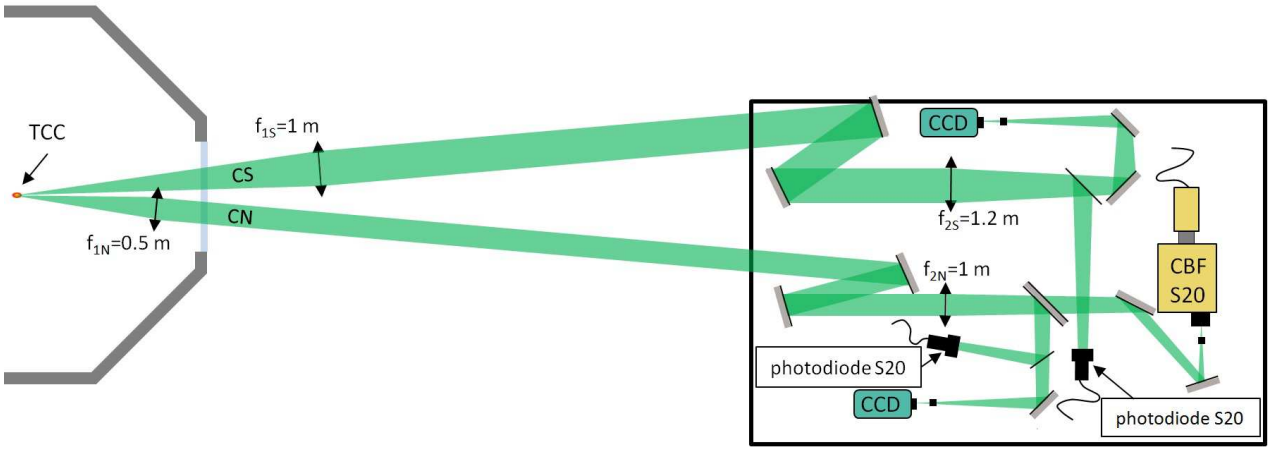


FIGURE 2.16 – Représentation schématic détaillée du diagnostique en transmission.

Pour la CS, en ce qui concerne la partie imagerie, l'ensemble du système optique est conçu de manière à imager la face arrière de la mousse, c'est à dire la distribution en intensité dans la tache focale après propagation dans le plasma. La lumière émise en face arrière de la cible est ainsi collectée par une lentille de focale $f_{1S} = 1$ m. Cette dernière a été positionnée de sorte que son foyer coïncide avec la face arrière de la cible, ceci permettant d'obtenir un faisceau de lumière parallèle en sortie de celle-ci, ce qui facilite les procédures d'alignement. Avec un diamètre de 120 mm, la lentille collecte la lumière transmise uniquement dans le cône du faisceau. Après transport du faisceau jusqu'à la table de diagnostic, une seconde lentille de focale $f_{1S} = 1.2$ m permet de refocaliser la lumière et de former l'image sur une caméra CCD. Avec un tel système, le grandissement obtenu est simplement le rapport des distances focales des deux lentilles, c'est à dire $\gamma_{CS} = 1.2$. La taille de l'objet imagé étant de l'ordre de la taille de la tache focale, on comprend bien qu'un tel grandissement ne va conduire qu'à une résolution spatiale limitée. Afin d'augmenter significativement cette dernière, le plan image du système est positionné non pas directement sur la surface sensible de la CCD, mais au niveau du plan objet d'un objectif de microscope. C'est au niveau du plan image de ce dernier qu'est placée la caméra. Le grandissment supplémentaire induit par cet objectif est de 4, conduisant à un grandissement total de $\gamma_{CS-CCD} = 4.8$ et une résolution spatiale de 2.7 μm.

La mesure de l'énergie transmise se fait de manière similaire à ce qui a été présenté pour les diagnostics de rétrodiffusion. En amont du plan d'imagerie, une lame de verre de faible épaisseur est insérée afin de prélever 8% de la lumière transmise. Ce prélèvement est dirigé vers une photodiode rapide afin de mesurer l'énergie transmise. Comme nous l'avons vu précédemment, l'homogénéité d'éclairement sur le détecteur est assurée par une défocalisation assortie de l'utilisation d'un diffuseur.

En ce qui concerne la CN, le montage est dans son principe tout à fait similaire à celui que nous venons de voir. Pour la reprise d'image, on utilise cette fois-ci une lentille de focale $f_{1N} = 0.5$ m, dont le foyer coïncide avec la face arrière de la cible, permettant là encore un travail en faisceau parallèle. Il s'agit ici encore d'une lentille de diamètre 120 mm mais la focale deux fois plus courte implique que l'on collecte deux fois l'ouverture du faisceau incident. La refocalisation est assurée par une lentille de focale $f_{2N} = 1$ m, conduisant à un grandissement $\gamma_{CN} = 2$. Contrairement à la CS, un diagnostic d'imagerie 1D résolue en temps a été installé sur ce faisceau, ce dernier étant le faisceau d'interaction dans nos expériences. Ainsi, après la lentille de refocalisation, une lame séparatrice réfléchit 50% de la lumière vers une CCD, tandis qu'elle transmet les 50% restants vers une CBF. Sur chacun de ces deux instruments, l'imagerie se fait par l'intermédiaire d'un objectif de microscope, pour les raisons évoquées précédemment. Cet objectif a induit, pour la CBF un grandissement suplémentaire de 4 ou 10 selon les besoins des tirs. A cela, il faut ajouter le grandissement interne de 0.5 de la CBF, conduisant à une valeur totale $\gamma_{CN-CBF} = 4$ ou 10. Sur la CCD, le grandissment de l'objectif était de 4 conduisant à un grandissement total $\gamma_{CN-CCD} = 8$ et une résolution spatiale de 1.6 μm. La fente de la CBF est positionnée au centre de l'image, de sorte que l'on image la distribution d'intensité sur l'équateur de la tache focale (ou de la face arrière de la

cible) comme illustré en figure 2.17. Cette distribution d'intensité est ensuite résolue temporellement.

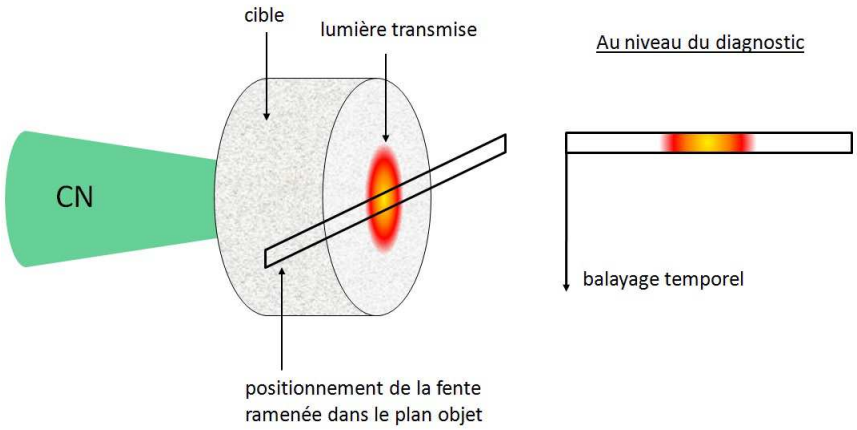


FIGURE 2.17 – Localisation de la zone de la cible imagée au niveau de la caméra à balayage de fente pour l'analyse temporelle de la transmission.

Quant à la mesure de l'énergie transmise, elle est effectuée de la même manière que pour la CS, la lame de prélèvement étant positionnée dans le bras de l'imagerie intégrée en temps.

2.2.2 Calibration des diagnostics et erreurs associées

Dans cette section, nous allons montrer comment les différents appareils de mesures ont été calibrés, afin de donner un sens aux mesures qui seront présentées par la suite. Dans tous les cas, cette calibration repose sur un tir à vide, c'est-à-dire en l'absence de cible. L'énergie arrivant sur les différents appareils de mesure est ainsi connue, puisqu'il s'agit de l'énergie laser, corrigée d'un facteur, que l'on cherche à mesurer, et qui dépend des différentes atténuations et facteurs de réflexion et transmission des optiques intervenant dans le montage. Par ailleurs, pour chacun des détecteurs, nous évaluerons l'erreur expérimentale associée à la mesure. Les différentes barres d'erreur présentées dans la suite de ce manuscrit seront directement issues de ces calculs.

Les spectromètres

L'étalonnage des spectromètres consiste à obtenir une relation biunivoque entre la position d'un pixel sur le détecteur et la longueur d'onde associée. Pour un spectromètre à réseau, cette relation est linéaire. On la détermine en faisant le spectre d'une lampe à mercure dont les raies d'émission sont connues.

Pour le spectromètre Brillouin, l'étalonnage est fait en utilisant les raies à 577 nm et 579.1 nm du mercure. La mesure de la position des raies est faite en positionnant ces dernières au pixel 564 soit

approximativement au centre de la fenêtre d'acquisition. On obtient alors la relation suivante :

$$\Delta\lambda(\mathring{A}) = 0.058(X - 564) \tag{2.19}$$

où $\Delta\lambda$ représente l'écart à la longueur d'onde laser et X est la position en pixel. La dispersion mesurée est de 0.058 Å/pixel. La largeur de fente utilisée limite la résolution spectrale. Pour notre expérience, celle-ci vaut 1.7 Å.

Pour le spectromètre Raman, la plage de longueur d'onde visualisée a varié au cours des tirs. Ainsi, à chaque changement de cette dernière, un repérage de la position des raies du mercure a été effectué. Un exemple en est donné en figure 2.18.

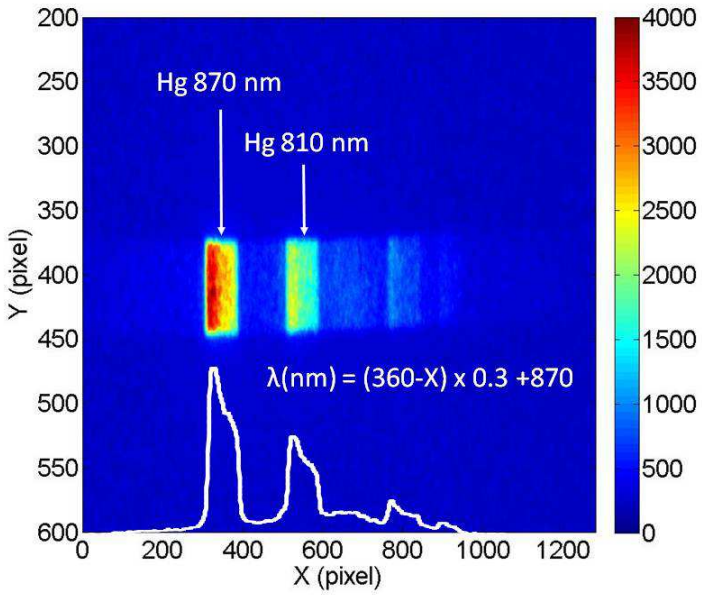


FIGURE 2.18 – Spectre d'une lampe à vapeur de mercure observé à la caméra à balayage de fente sans balayage temporel. La localisation des raies dont la longueur d'onde est tabulée permet d'effectuer l'étalonnage du spectromètre.

La dispersion mesurée pour ce spectromètre est de 0.3 nm/pixel. La résolution spectrale est limitée par la taille de la fente. Avec la valeur de dispersion mesurée, on trouve une résolution spectrale de 20 nm.

Les caméras à balayage de fente

Comme pour les photodiodes, la CBF convertit le signal lumineux en faisceau d'électrons par l'intermédiaire d'une photocathode, qui, par effet photoélectrique émet des électrons. Le faisceau ainsi

produit est ensuite accéléré par un champ électrique longitudinal avant d'impacter un écran phosphorescent, comme schématisé sur la figure 2.19. Un système optique image ensuite cet écran sur une caméra CCD. Le nombre de photoélectrons produits est proportionnel à l'énergie déposée. Si cette dernière est trop importante, le faisceau d'électron va diverger sous l'effet de sa propre densité de charge et l'image au niveau de la CCD sera déformée. Il convient donc d'atténuer correctement le signal pour préserver la résolution du diagnostic.

La résolution temporelle résulte de l'application d'un champ électrique vertical dont la valeur croît au cours du temps. Ainsi, le faisceau d'électrons balaye l'écran phosphorescent au cours de l'acquisition. La résolution temporelle est alors fonction de la largeur de la fente d'entrée de la caméra et de la vitesse de balayage. Pour la majorité des tirs, nous avons utilisé le calibre 5 ns sur les trois CBF de l'expérience, donnant une résolution temporelle de 200 ps pour les trois diagnostics. Des fentes plus petites auraient conduit à une meilleure résolution temporelle mais dans le même temps n'intègreraient pas toute la tache focale.

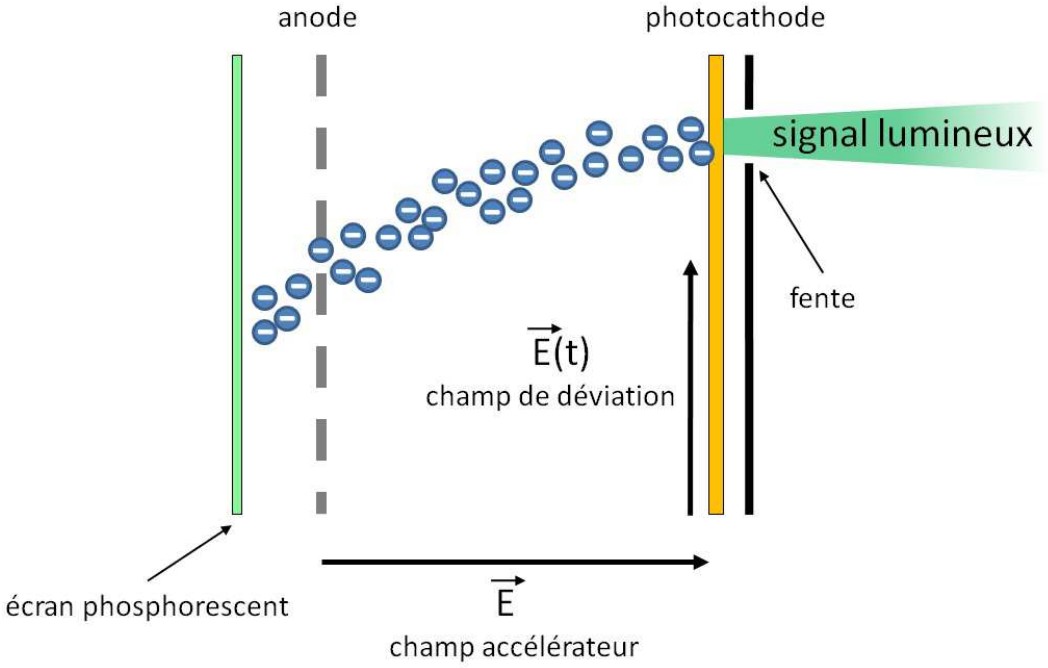


FIGURE 2.19 – Schéma de principe décrivant le fonctionnement d'une caméra à balayage de fente.

Par ailleurs, au niveau de la photocathode, la probabilité qu'un photon incident soit converti en électron, appelée efficatité quantique, dépend de la longueur d'onde. De ce fait, la réponse du détecteur varie en fonction de la longueur d'onde du signal.

Les caméras utilisées dans les expériences présentées possèdent deux types de photocathodes, dont la principale différence réside dans leur gamme spectrale de sensibilité. Sur la figure 2.20, on présente la réponse spectrale des photocathodes Ag-O-Cs (ou S-1) et Na-K-Sb-Cs (ou S-20).

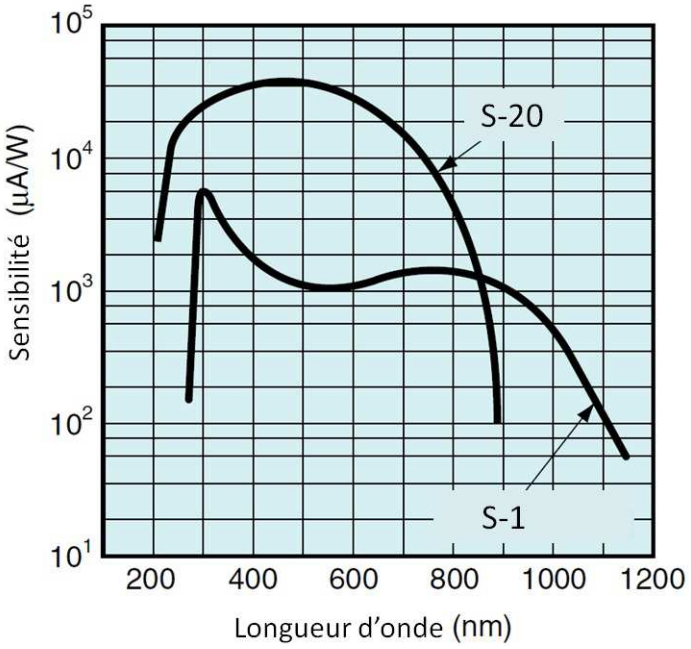


FIGURE 2.20 – Réponses spectrales des photocathodes de type S-1 et S-20 telles que fournies par le constructeur pour les CBF utilisées lors de l'expérience.

On constate que pour une photocathode de type S-20, la réponse à 526.5 nm est proche du maximum. On les utilisera donc préférentiellement pour les diagnostics en transmission et en rétrodiffusion Brillouin. La réponse pour une photocathode de type S-1 varie lentement sur la plage 500-900 nm. Elle sera donc utilisée pour le diagnostic en rétrodiffusion Raman.

Les images enregistrées sur les caméras à balayage de fente au cours de la campagne expérimentale ont toutes montré la présence d'un bruit de fond de valeur quasi-constante en dehors des zones de signal. Sur toutes les images présentées dans ce manuscrit, on a soustrait aux signaux la valeur moyenne de ce bruit de fond. Compte tenu de la faible dynamique de la caméra, les valeurs de signal inférieures à 1/10ème du maximum peuvent être du même niveau que les fluctuations résiduelles du bruit après soustraction et ne sont donc pas représentatives.

Les photodiodes rapides

Ce détecteur permet de transformer le signal lumineux incident en courant et ainsi permet la visualisation du signal sur un oscilloscope. Comme pour les CBF les photons incidents entrent en contact avec une photocathode qui, par effet photoélectrique émet des électrons. Ces derniers sont ensuite accélérés par un champ électrique généré entre la photocathode et une anode. On produit ainsi un courant mesurable. En deça d'une certaine valeur, appelée courant de saturation, ce courant varie linéairement avec le nombre de photons incidents. Au-delà, ce n'est plus le cas et la réponse du détecteur n'est plus linéaire. Pour les mesures, il est donc important d'adapter le signal incident au détecteur via un jeu d'atténuations, afin de rester dans le régime linéaire.

Il est essentiel de connaître la réponse du détecteur afin de bien interpréter les données. D'un part, cette réponse dépend de la longueur d'onde du signal incident, et d'autre part de la forme temporelle de ce dernier. Nous allons dans la suite traiter ces deux cas séparément.

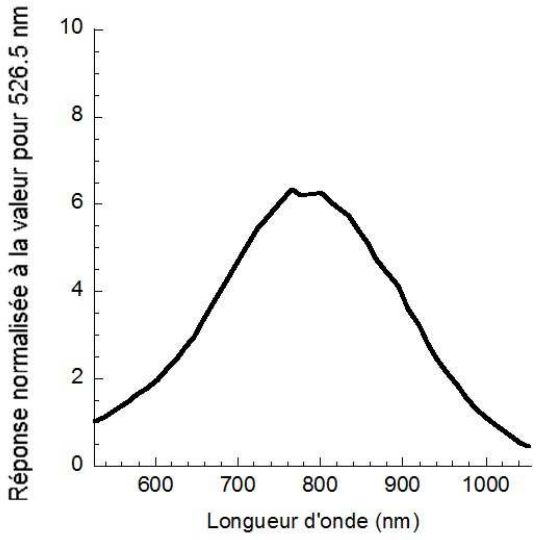


FIGURE 2.21 – Réponse en longueur d'onde d'une photocathode de type S-1 pour les photodiodes rapides, normalisée à sa valeur à 526.5 nm.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, la réponse du détecteur dépend pour partie de l'efficatité quantique de la photocathode, donc de la longueur d'onde du signal incident. Cette réponse en longueur d'onde, donnée par le fabricant, est présentée sur la figure 2.21 pour une photocathode de type S-1. On peut effectivement constater que la réponse du détecteur peut varier jusqu'à un facteur six, en fonction de la longueur d'onde. Cependant, comme nous le verrons plus tard, les spectres expérimentaux varient sur une plage de longueur d'onde petite relativement à celle qui est présentée en figure 2.21, de sorte qu'on pourra considérer la réponse comme constante sur cette

plage. Il conviendra alors d'appliquer un facteur correctif adapté par rapport à la mesure de calibration qui est réalisée à la longueur d'onde laser.

Enfin, on peut montrer que l'intégrale temporelle I du signal délivré par la photodiode est proportionnelle à l'énergie reçue. La démonstration est donnée en annexe A de ce manuscrit. La constante de proportionnalité est alors déterminée par la calibration. Celle-ci a été faite en envoyant sur le détecteur une partie du faisceau laser, représentant une fraction connue E_{calib} de l'énergie laser. Pour la rétrodiffusion, la calibration a été réalisée en plaçant dans le trajet du faisceau incident un miroir en autocollimation, de sorte que le faisceau revienne sur lui-même, comme illustré en figure 2.22. Le reste du trajet optique est inchangé par rapport à un tir avec cible, de sorte que la seule correction à apporter à la mesure d'énergie vient des différences d'atténuation.

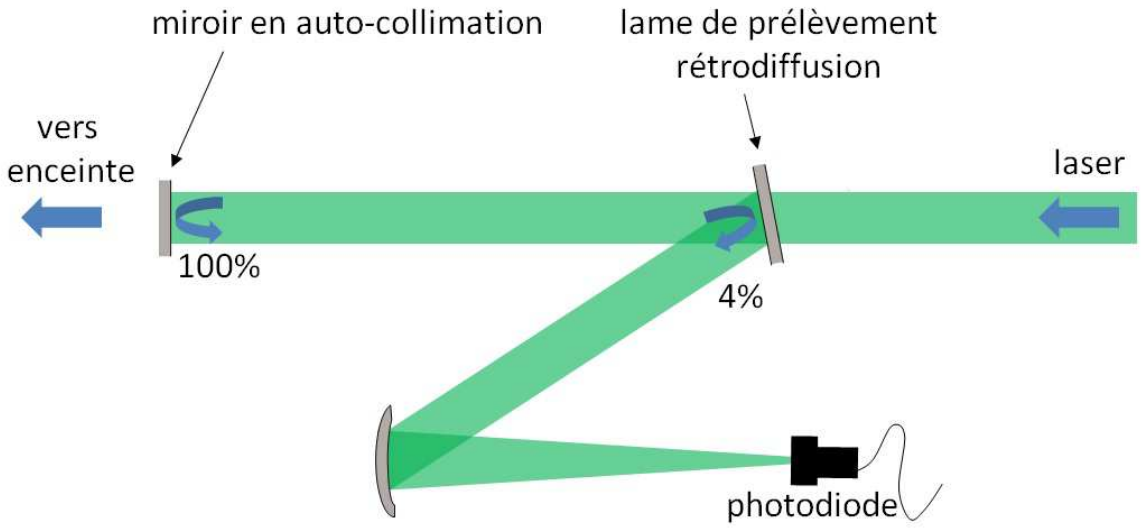


FIGURE 2.22 – Représentation schématique du montage de calibration de la photodiode

Ainsi, pour le tir de calibration et un tir sur cible, on a

$$I_{calib} = \alpha E_{calib} \times 10^{-DO_{calib}}$$
$$I_{signal} = \alpha E_{signal} \times 10^{-DO_{signal}} \times F(\lambda_{signal})$$

où α est une constante de proportionnalité, I_{calib} et E_{calib} représentent respectivement l'intégrale du signal de diode et l'énergie correspondante pour le tir de calibration, et I_{signal} et E_{signal} représentent respectivement l'intégrale du signal de diode et l'énergie correspondante pour un tir sur cible. $10^{-DO_{calib}}$ et $10^{-DO_{signal}}$ sont les valeurs d'atténuation pour le tir de calibration et le tir sur cible

respectivement. Enfin, F(λ_{signal}) est un facteur correctif prenant en compte la réponse spectrale de la photodiode (cf. figure 2.21).

La valeur de l'énergie rétrodiffusée est alors donnée par :

$$E_{signal} = I_{signal}\frac{E_{calib}}{I_{calib}} \times 10^{DO_{tir}-DO_{calib}} \times F(\lambda_{signal}) \tag{2.20}$$

L'évaluation des intégrales a été faite en sommant le signal sur une plage où il est de manière continue supérieur à un dixième de sa valeur maximale. L'incertitude sur la valeur de l'énergie mesurée se déduit de 2.20. On a

$$\frac{\Delta E_{signal}}{E_{signal}} = \frac{\Delta E_{calib}}{E_{calib}} + \frac{\Delta I_{signal}}{I_{signal}} + \frac{\Delta I_{calib}}{I_{calib}} \tag{2.21}$$

l'incertitude sur la valeur de l'intégrale étant prise comme la différence entre la portion de signal effectivement intégrée et l'intégrale totale du signal.

Chapitre 3

Etude des instabilités dans des plasmas de mousse de faible densité

Sommaire

3.1 Présentation des instabilités paramétriques et outils théoriques 63

3.1.1 Les instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin 63

3.1.2 L'instabilité de filamentation 68

3.1.3 L'absorption collisionnelle 70

3.2 Etude de l'ionisation des mousses 73

3.2.1 Mesure de la vitesse moyenne d'ionisation 73

3.2.2 Comparaison avec un modèle 76

3.2.3 Evaluation de l'énergie nécessaire à l'ionisation 79

3.2.4 Conséquences pour les simulations hydrodynamiques 80

3.3 Instabilités dans les plasmas de mousse 83

3.3.1 Résultats expérimentaux : cas des mousses non préformées 85

3.3.2 Résultats expérimentaux : cas des mousses préformées 87

3.3.3 Bilan d'énergie 92

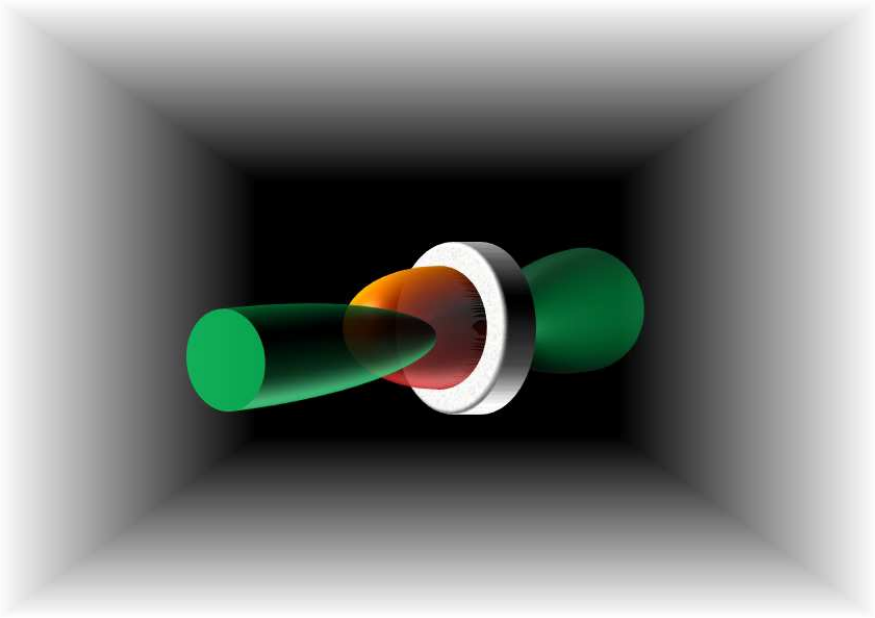
3.3.4 Discussion des résultats 93

3.4 Conclusion 106

3.4.1 Principales observations 106

3.4.2 Ce qu'il faut retenir en vue de l'étude des cibles composées 107

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de tirs sur des plasmas simples, c'est à dire en utilisant une cible unique. Etant relativement bien connus, les résultats obtenus sur les feuilles (minces ou épaisses) ne seront pas évoqués à ce stade du manuscrit. Ils seront présentés lors de l'étude de l'interaction en cibles composées où ils feront office de référence. En revanche, l'interaction dans les cibles de mousse de faible densité est un sujet encore peu connu. Il sera donc l'objet du présent chapitre. Après quelques brefs rappels théoriques, nous étudierons l'ionisation des mousses via les résultats du diagnostic en transmission. Ces résultats seront comparés avec un modèle développé récemment pour décrire la propagation du laser dans ce milieu fortement inhomogène, et nous en tirerons les conséquences pour les simulations hydrodynamiques. Dans un deuxième temps, nous présenterons les données obtenues en rétrodiffusion dans les gammes Raman et Brillouin en plasma non préformé, avant de les comparer avec le cas où la mousse est ionisée et chauffée par un premier faisceau. Nous en tirerons des conclusions sur le développement des instabilités dans de tels plasmas.



3.1 Présentation des instabilités paramétriques et outils théoriques

Dans ce paragraphe, nous allons donner les principaux outils théoriques qui seront utilisés au cours de ce chapitre, et nécessaires à l'analyse ainsi qu'à l'interprétation des résultats. L'objectif étant simplement d'introduire les différents paramètres physiques importants et leurs expressions mathématiques, il ne sera procédé à aucune démonstration. Enfin, pour éviter une lourdeur excessive, le lecteur sera renvoyé vers les références adéquates pour l'expression de certain paramètres.

3.1.1 Les instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin

Les instabilités Raman et Brillouin sont semblables, dans le sens où elle correspondent toutes deux au couplage de l'onde laser incidente et d'une onde électromagnétique diffusée (modes transverses) avec un mode propre du plasma (électronique dans le premier cas et ionique dans le second). On parle d'instabilités de désintégration. La dénomination d'instabilité (dans l'acceptation la plus large de ce mot) provient du fait que lorsque le couplage entre les trois ondes est résonnant, les ondes filles issues de la désintégration de l'onde laser vont croître très rapidement, le processus s'auto-renforçant, comme nous l'avons d'écrit dans le chapitre d'introduction. La figure 3.1 donne une représentation schématique du processus, dans le cas particulier de la rétrodiffusion.

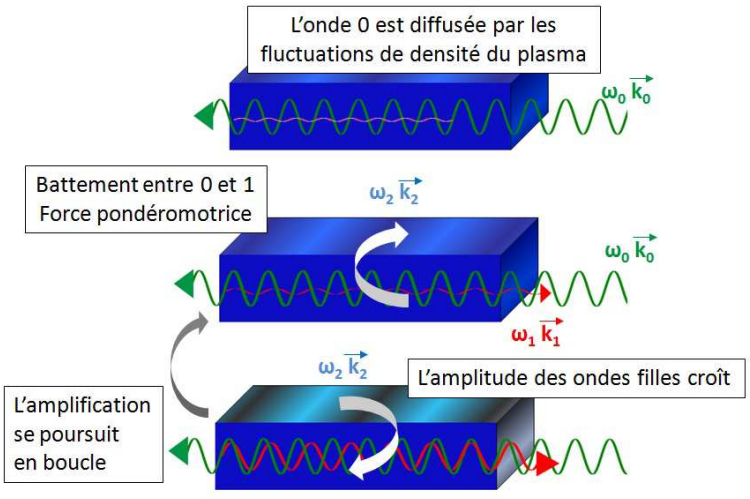


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du principe des instabilités de rétrodiffusion.

Dans un premier temps, l'onde laser incidente va être diffusée par les fluctuations de densité (électronique ou ionique) (3.1 haut), ces fluctuations étant en général associées au bruit thermique

qui agite le plasma. L'onde électromagnétique diffusée vers l'arrière va alors battre avec l'onde incidente (3.1 milieu), la fréquence du battement étant donnée par la différence des fréquences des deux ondes. Le gradient d'énergie électrique associé à cette onde de battement va alors exciter un mode plasma à la fréquence du battement, par l'intermédiaire de la force pondéromotrice proportionnelle à ce gradient (Annexe 2). La diffusion de l'onde laser étant proportionnelle à l'amplitude du mode plasma, celle-ci va être accentuée, conduisant en retour à un accroissement de l'amplitude du battement (3.1 bas). Le cycle se répète alors conduisant à la croissance instable du mode plasma et de l'onde rétrodiffusée.

Comme nous l'avons signalé juste avant, le processus ne devient instable que lorsqu'il est résonnant. La résonance est obtenue lorsque les ondes en jeu dans le couplage vérifient les conditions :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \tag{3.1}$$

$$\vec{k_0} = \vec{k_1} + \vec{k_2} \tag{3.2}$$

où les indices 0, 1 et 2 désignent l'onde électromagnétique incidente, l'onde électromagnétique diffusée et le mode plasma respectivement. Par ailleurs, chacune des ondes vérifie sa relation de dispersion linéaire dans le plasma :

$$\omega_{0,1}^2 = \omega_{pe}^2 + k_{0,1}^2 c^2 \tag{3.3}$$

$$\omega_2^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_2^2 v_{te}^2 \tag{3.4}$$

$$\omega_2^2 = k_2^2 (c_s \pm v_{exp})^2 \tag{3.5}$$

l'équation 3.4 s'appliquant au mode électronique et l'équation 3.5 s'appliquant au mode ionique. Par la suite, quand il sera nécessaire de spécifier duquel de ces deux modes il est question, nous utiliserons dans le cas des ondes plasmas électroniques l'indice EPW (pour *Electron Plasma Wave*) et dans le cas des ondes acoustiques ioniques l'indice IAW (pour *Ion Acoustic Wave*).

Dans la relation 3.3, c désigne la vitesse de la lumière dans le vide. Par ailleurs, dans les équations 3.3 et 3.4, ω_{pe} représente la fréquence propre des oscillations électroniques, appelée fréquence plasma électronique, définie par $\omega_{\mathrm{pe}} = \sqrt{\frac{\mathrm{e}^2 \mathrm{n_e}}{\epsilon_0 \mathrm{m_e}}}$ où e est la charge de l'électron, $\mathrm{n_e}$ la densité électronique, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et $\mathrm{m_e}$ la masse de l'électron. On remarque alors que ω_{pe} est une fonction croissante de la densité électronique. La densité électronique pour laquelle la fréquence plasma électronique devient égale à la fréquence laser, qui correspond à la densité critique que nous

avons évoquée en introduction, est alors donnée par $n_c = \frac{\omega_0^2 \epsilon_0 n_e}{e^2}$. Pour $n_e > n_c$, on voit alors que la relation 3.3 ne peux plus être satisfaite ce qui explique que le laser ne se propage pas au-delà de cette densité.

Dans la relation 3.4, v_{te} désigne la vitesse thermique des électrons, qui s'écrit $v_{te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$, où T_e est la température électronique exprimée en unité d'énergie. Introduisons à ce stade la longueur de Debye, définie par $\lambda_D = \frac{v_{te}}{\omega_{pe}}$. Il s'agit donc de la distance parcourue par un électron à la vitesse thermique pendant la durée d'une oscillation plasma. Si cette distance est très petite devant la longueur d'onde de ces oscillations, ce qui peut s'écrire $k_{EPW}\lambda_D \ll 1$, les électrons ne sont que peu perturbés par le champ électrique du reste de l'onde et oscillent approximativement à la fréquence plasma. En ignorant dans ce cas le dernier terme de la relation 3.4, on fait ce que l'on appelle l'approximation de température nulle. Dans le cas contraire, les électrons sont sensibles au champ généré par le reste de l'onde et la fréquence des oscillations est modifiée. L'onde devient alors dispersive. Pour $k_{EPW}\lambda_D \gtrsim 0.3$, la relation 3.4 n'est plus valide en raison de l'apparition d'effets cinétiques. Nous y reviendrons dans le chapitre 6.

Enfin dans la relation 3.5, c_s représente la vitesse acoustique ionique définie par $c_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{m_i}}$, où T_e est la température électronique et où m_i est la masse des ions. v_{exp} est la vitesse d'expansion du plasma, contribuant positivement dans le cas où la détente se produite dans le sens de propagation du laser, contribuant négativement (et c'est le cas le plus courant) dans le cas contraire. Cette contribution provoque un décalage en fréquence de l'onde rétrodiffusée par rapport au cas d'un plasma au repos, par effet Doppler. Précisons pour terminer que l'équation 3.5 néglige les termes dispersifs, ce qui est généralement justifié dans le type de plasmas que nous serons amenés à étudier($\lambda_0 \gg \lambda_D \sim 10$ nm).

A partir de ces équations, il est possible de déterminer les signatures spectrales des instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin. Avant de donner leurs expressions, précisons que nous ne mesurerons expérimentalement que de la rétrodiffusion. Nous nous placerons donc dans cette configuration pour la suite et dans ce cas, la condition 3.2 se ramène à $k_0 = k_1 - k_2$.
Concernant l'instabilité Raman, on peut tout d'abord remarquer que la vérification simultanée des conditions de résonance et des équations de dispersion implique que le couplage ne peut se réaliser que lorsque la densité électronique est inférieure à $n_c/4$, comme nous l'avions déjà signalé en introduction. En utilisant les expressions précédentes et le fait que $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} = \frac{n_e}{n_c}$, on trouve l'expression de la fréquence de la lumière rétrodiffusée :

$$\omega_{SRS} = \omega_0 \left[1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}\left(1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2\right)}\right] \tag{3.6}$$

Dans le cas de l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin, les conditions de résonance et les équations de

dispersion peuvent être vérifiées simultanément dans tout le plasma sous-critique. Un raisonnement similaire au cas du Raman conduit à l'expression de la fréquence de la lumière rétrodiffusée :

$$\omega_{SBS} = 2\omega_0\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}\frac{c_s}{c}\left(1 \pm \frac{v_{exp}}{c_s}\right) \tag{3.7}$$

Si satisfaire les conditions de résonance est une condition nécessaire pour l'obtention d'une instabilité, elle n'est pas suffisante. En effet, au sein du plasma, les ondes entrant en jeu dans le couplage subissent des amortissements : de part les collisions pour les ondes électromagnétiques (c'est à dire de l'absorption) et de part les collisions et par effet Landau pour les ondes électroniques et ioniques. Pour que l'instabilité puisse croître, ils faut que les ondes filles croissent plus rapidement qu'elles ne sont amorties. Si l'on note γ_0 le taux de croissance de l'instabilité et $\nu_{1,2}$ les amortissements des ondes filles 1 et 2, la condition précédente s'écrit :

$$\gamma_0^2 > \nu_1\nu_2 \tag{3.8}$$

Dans le cas de l'instabilité de rétrodiffusion Raman, le taux de croissance $\gamma_{0,\mathrm{SRS}}$ est donné par :

$$\gamma_{0,SRS} = \frac{1}{2}k_{EPW}v_{osc}\sqrt{\frac{\omega_{pe}}{\omega_{SRS}}} \tag{3.9}$$

où $\mathrm{v_{osc}}$ est la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ électrique laser, donnée en unités pratiques par $\mathrm{v_{osc}} = 0.427 \times 10^{-2}(\mathrm{I_{14}}\lambda^2_{[\mu\mathrm{m}]})^{-1/2}$, $\mathrm{I_{14}}$ étant l'intensité laser locale exprimée en unités de 10^{14} $\mathrm{W/cm^2}$ et λ étant la longueur d'onde laser locale, liée à la longueur d'onde dans le vide par $\lambda = \lambda_0/\sqrt{1-\mathrm{n_e/n_c}}$.

Dans le cas de l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin, le taux de croissance $\gamma_{0,\mathrm{SBS}}$ est donné par :

$$\gamma_{0,SBS} = \frac{\omega_{pi}v_{osc}}{1+k^2_{IAW}\lambda^2_D}\sqrt{\frac{1}{2}\frac{k_0}{\omega_0}\frac{k_{IAW}}{\omega_{IAW}}} \tag{3.10}$$

où ω_{pi} est la fréquence plasma ionique donnée par $\omega^2_{\mathrm{pi}} = \mathrm{Zm_e/m_i}\omega^2_{\mathrm{pe}}$.

Les expressions des amortissements $\nu_{1,2}$ sont relativement complexes et prennent différentes formes (correspondant à différentes approximations) selon les conditions plasma. Ces expressions pourront être trouvées dans [29].

A paramètres plasma fixés, la condition 3.8 peut se traduire en une condition sur l'intensité laser incidente. Dans le cas de la rétrodiffusion Raman, et sous la condition $\frac{\mathrm{n_e}}{\mathrm{n_c}} \ll 1$ on obtient :

$$I_{seuil,SRS}[W/cm^2] = 4.1 \times 10^9 \frac{\frac{n_e}{n_c}^{5/2}}{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}\left(1-\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)^2} \frac{Z_{eff}^2 ln\Lambda_{ei} ln\Lambda_{ib}}{T_e^3 \lambda_0^4} \left(1+\frac{\nu_{EPW,L}}{\nu_{EPW,c}}\right) \tag{3.11}$$

où $\mathrm{Z_{eff}} = \frac{<\mathrm{Z}^2>}{<\mathrm{Z}>}$, $<\mathrm{Z}>$ étant le nombre de charge moyen du plasma, et $\mathrm{ln}\Lambda_{\mathrm{ei}}$ et $\mathrm{ln}\Lambda_{\mathrm{ib}}$ sont les logarithmes coulombiens associés aux collisions électron-ion dans le cas des ondes transverses et plasma respectivement. $\nu_{\mathrm{EPW,L}}$ et $\nu_{\mathrm{EPW,c}}$ sont respectivement les taux d'amortissement Landau et collisionnel de l'onde plasma électronique. λ_0 est exprimée en μm et $\mathrm{T_e}$ en keV.

Pour la rétrodiffusion Brillouin, dans les conditions que nous avons spécifié précédemment (page 65) concernant les ondes ioniques, le seuil en intensité est donné par :

$$I_{seuil,SBS}[W/cm^2] = 1.17 \times 10^{12} \frac{\frac{n_e}{n_c}}{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}} \frac{ln\Lambda_{ib} Z_{eff}}{\lambda_0^3 \sqrt{T_e}} \frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}} \tag{3.12}$$

Quand ces seuils sont dépassés, et si l'intensité laser reste inférieure à la valeur seuil $\mathrm{I_{seuil}^{abs}}$ dont nous donnerons la définition juste après, l'instabilité est en régime convectif. Dans ce cas, l'amplitude des ondes filles est amplifiée spatialement le long de la région du plasma où les conditions de seuils sont satisfaites. L'expression du facteur d'amplification associé sera donnée lors de la discussion des résultats (paragraphe 3.3.4, page 101). Nous retiendrons seulement ici que la croissance est exponentielle en espace.

Si le seuil en intensité $\mathrm{I_{seuil}^{abs}}$ est dépassé, l'instabilité entre dans le régime dit absolu. Dans ce cas, l'amplitude des ondes filles croît exponentiellement en temps dans tout le domaine où les conditions de seuil sont vérifiées. Dans le cas de l'instabilité de rétrodiffusion Raman, ce seuil est donné par :

$$I_{seuil,SRS}^{abs}[W/cm^2] = 2.7 \times 10^{10} \frac{\frac{n_e}{n_c}^2}{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}} \left(\frac{ln\Lambda_{ei} Z_{eff}}{T_e \lambda_0^3}\right)^2 \frac{k_{SRS}}{k_{EPW}} \left(1+\frac{\nu_{EPW,L}}{\nu_{EPW,c}}\right) \tag{3.13}$$

Dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin, le seuil absolu est donné par :

$$I^{abs}_{seuil,SBS}[W/cm^2] = 2.14 \times 10^{16} \frac{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}}{\frac{n_e}{n_c}} \frac{T_e}{\lambda_0^2} \left(\frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}}\right)^2 \tag{3.14}$$

Il faut garder à l'esprit que les seuils donnés précédemment sont établis pour un plasma homogène et infini. La présence de gradients dans les profils hydrodynamiques va avoir tendance, dans le cas d'une instabilité convective, à limiter la croissance des ondes filles, du fait que les conditions de résonance pour un couplage donné ne vont être vérifiées que sur une courte distance. Le facteur d'amplification est dans ce cas fonction de cette distance, elle même conditionnée par les gradients des profils hydrodynamiques. En ce qui concerne les instabilités absolues, l'inhomogénéité du plasma va en général élever le seuil absolu, et ce d'autant plus que cette dernière est importante. Si le seuil est dépassé, l'instabilité va croître de manière absolue sur un domaine spatial limité par l'inhomogénéité. L'expression des conditions à vérifier dans les cas que nous venons de décrire seront données lors de l'interprétation des résultats, lorsque nous aborderons l'effet des profils de densité.

3.1.2 L'instabilité de filamentation

L'instabilité de filamentation est due à un phénomène d'auto-focalisation de l'impulsion laser. Plus précisément, ce sont en général des sur-intensités au sein du faisceau qui subissent ce phénomène. Cette auto-focalisation, comme son nom l'indique, provient de la modification de l'indice de réfraction du plasma par l'impulsion laser. Si l'indice optique du plasma, donné par $\mathrm{N} = \sqrt{1-\frac{\mathrm{n_e}}{\mathrm{n_c}}}$, ne dépend pas explicitement de l'intensité laser, des variations de la densité électronique induites par l'impulsion sont susceptibles de le faire varier. En particulier, si cette dernière expulse les électrons de son axe de propagation, le gradient de densité transverse créé va jouer le rôle d'une lentille convergente, focalisant ainsi le faisceau, comme illustré sur la figure 3.2.

L'instabilité résulte du fait que la focalisation de l'impulsion provoque une augmentation de son intensité locale. Ce faisant, le processus d'expulsion des électrons est renforcé, accentuant la focalisation. L'expulsion des électrons peut être soit due à l'augmentation locale de la température électronique, à un endroit où le faisceau présenterait une sur-intensité par exemple, soit due à la force pondéromotrice. On parle de filamentation thermique dans le premier cas et de filamentation pondéromotrice dans le second. Dans nos conditions, c'est-à-dire des plasmas peu denses et relativement chauds comme nous le verrons, le processus dominant est celui de la filamentation pondéromotrice. A partir de maintenant, nous ne nous intéresserons qu'à ce dernier, en le nommant

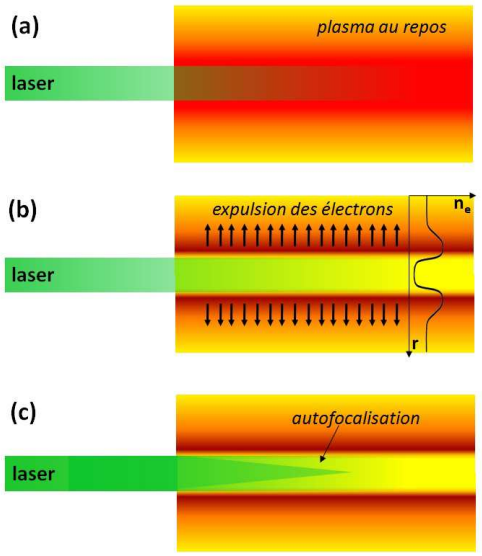


FIGURE 3.2 – Représentation schématique du processus d'auto-focalisation d'une impulsion laser. (a) L'impulsion se propage dans le plasma. (b) Les électrons sont expulsés radialement (processus thermique ou pondéromoteur). (c) L'impulsion se focalise sous l'effet du gradient d'indice radial.

simplement filamentation.

Le seuil de déclenchement de cette instabilité peut être exprimé en terme de puissance contenue dans le faisceau (ou dans la sur-intensité). Ainsi, ce dernier s'auto-focalise si sa puissance dépasse la puissance critique :

$$P_c[MW] = 34 \frac{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}{\frac{n_e}{n_c}} T_e[keV] \tag{3.15}$$

On voit ainsi que le seuil est d'autant plus bas que la densité électronique est élevée et que la température est faible. Ce seuil de filamentation est communément évalué sous la forme du rapport P/P_c où P est la puissance laser contenue dans un point chaud. Le seuil de filamentation est alors simplement donné par :

$$\frac{P}{P_c} \geq 1 \tag{3.16}$$

La dépendance de ce seuil vis à vis des conditions plasma est illustrée sur la figure 3.3 pour nos conditions laser, c'est à dire avec $P = I_{14}\pi\rho^2_{[\mu m]} = 329$ MW (ρ étant le rayon d'un speckle défini par la relation 2.9).

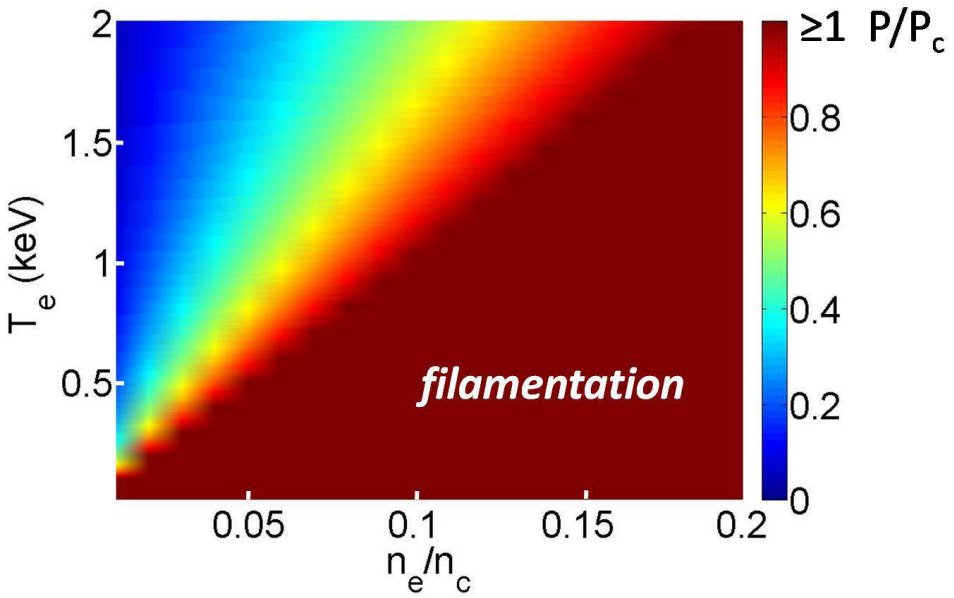


FIGURE 3.3 – Paramètre P/P_c évalué en fonction de la température électronique et de la densité électronique pour un speckle typique de nos conditions laser expérimentales (P = 329 MW).

3.1.3 L'absorption collisionnelle

Comme nous l'avons évoqué en introduction de ce manuscrit, dans le cadre de la FCI, l'absorption collisionnelle est le seul mécanisme d'interaction laser-plasma directement bénéfique. Dans ce mécanisme, l'énergie laser est transmise au plasma sous forme de chaleur via les collisions électron-ion. Le mécanisme est schématisé en figure 3.4.

En prenant en compte les collisions électron-ion ν_{ei} dans l'équation de propagation du champ électrique, on fait apparaître une partie imaginaire $\Im k$ au vecteur d'onde de l'onde laser, qui correspond à cette perte d'énergie. La fréquence de collision variant naturellement avec la densité du plasma, ce terme d'amortissement est une fonction de la position à laquelle on évalue le champ électrique. Dans le cadre de l'approximation WKB pour laquelle on considère un très petit taux de variation spatiale de la longueur d'onde locale (non valable au voisinage de la densité critique), on

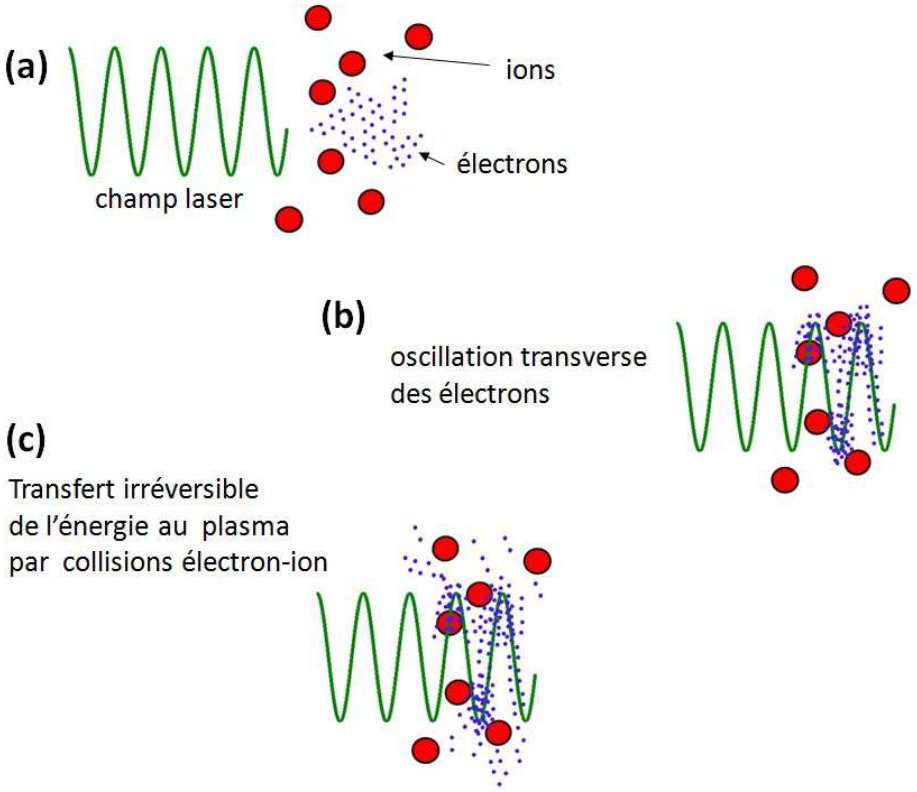


FIGURE 3.4 – Représentation schématique du mécanisme d'absorption collisionnelle. (a) L'impulsion laser arrive au niveau du plasma, les ions sont considérés comme immobiles par rapport aux électrons. (b) Les électrons oscillent dans le champ laser. (c) L'énergie de l'onde laser est transférée au plasma par les collisions électron-ion.

peut montrer [29] que l'expression du champ électrique local est donnée par :

$$E(x) = E_0 \frac{exp\left[-i\left(\omega_0 t - \int_{x_0}^{x} \Re k(x')dx'\right)\right]}{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}} exp\left[-i\int_{x_0}^{x} \Im k(x')dx'\right] \tag{3.17}$$

où x_0 est la position à laquelle le champ est connu et vaut E_0, généralement le champ dans le vide (x_0 est alors repoussé à l'infini). Dans le membre de droite, le second terme du produit contient le déphasage spatial accumulé (représenté par la partie réelle $\Re k$ du nombre d'onde) ainsi que l'augmentation de l'amplitude du champ (d'un facteur $(1 - n_e/n_c)^{1/2}$) suite entre autres à la modification de sa vitesse de groupe dans le plasma. Le dernier terme traduit l'amortissement qui nous intéresse ici. L'expression de $\Im k$ peut être trouvée en résolvant l'équation de propagation du champ électrique

et s'exprime en fonction de la densité électronique et de la fréquence de collision électron-ion. Au final, le taux d'absorption de l'énergie électromagnétique entre x_0 et x s'exprime :

$$A = exp\left[-\frac{\nu_c}{c}\int_{x_0}^{x}\left(\frac{n_e}{n_c}(x)\right)^2\left(1-\frac{n_e}{n_c}(x)\right)^{-1/2}dx\right] \tag{3.18}$$

où ν_c est la fréquence de collision électron-ion évaluée à la densité critique, dont on pourra trouver l'expression dans [29]. Remarquons simplement que cette fréquence varie comme $T_e^{-3/2}$ du fait que lorsque les électrons ont une plus grande vitesse thermique, leur interaction avec les ions est atténuée. Lorsque irradié, un plasma initialement froid (quelques eV) va ainsi voir sa température électronique augmenter d'abord rapidement suite à l'absorption collisionnelle. La diminution de la fréquence de collision électron-ion qui s'en suit va alors diminuer le taux d'absorption, et donc de chauffage, conduisant approximativement à une stabilisation de la température électronique. Dans le cas d'un plasma préformé (donc déjà chaud, avec $T_e \sim 1$ keV), l'absorption va être déterminée par la densité électronique du plasma et par la longueur de ce dernier (via l'intégrale de l'expression 3.18). Nous aurons l'occasion de vérifier ce point par les mesures de l'énergie transmise qui seront présentées plus loin.

Nous concluons ici ce paragraphe de rappels théoriques. Les principaux outils pour l'analyse des résultats expérimentaux ont été présentés et des précisions supplémentaires seront données lors de la discussion des résultats quand elles seront nécessaires. Nous allons maintenant pouvoir présenter les mesures effectuées sur les plasmas de mousses.

3.2 Etude de l'ionisation des mousses

Nous avons vu lors de la présentation des expériences que les cibles de mousse ont la propriété de générer en début d'impulsion laser, en sus d'une température électronique relativement élevée, un plateau de densité dont la valeur est déterminée par la densité initiale de la mousse. Cette propriété n'est vraie que si aucune surdensité n'est générée lors de la création du plasma . Une telle surdensité résulte de la propagation d'un choc qui progresse depuis la zone d'interaction et qui va comprimer le solide froid en aval du front d'ionisation. Sachant que les perturbations hydrodynamiques se propagent typiquement à la vitesse sonique c_s, un front d'ionisation supersonique permet d'éviter la formation de ce choc. Un tel régime d'ionisation a déjà été obtenu expérimentalement dans un objectif de réduction de l'empreinte laser [15, 30, 31]. Dans la suite, nous allons montrer que l'installation LULI2000 permet également d'atteindre ce régime.

3.2.1 Mesure de la vitesse moyenne d'ionisation

Cette mesure repose sur le diagnostic de transmission résolue en temps dont le fonctionnement a été détaillé au chapitre précédent. Etant donné que l'on traite de l'ionisation des mousses, nous nous placerons dans le cas d'une cible non préformée. Les caractéristiques laser sont celles de la CN décrites dans le chapitre précédent. On rappelle que le diagnostic image la face arrière de la mousse.

Afin d'exposer la méthode, nous allons détailler le cas particulier d'une mousse de longueur 300 μm et de densité 3 mg/cm^3. La figure 3.5 présente l'image 1D résolue en temps de la distribution d'intensité mesurée dans le plan de sortie de la cible. L'échelle temporelle a pour origine le début de l'impulsion laser, définit comme se trouvant à mi-hauteur du front de montée. Nous allons maintenant décrire l'évolution temporelle de ce signal, qui présente plusieurs composantes. Pour plus de clarté, le signal a été intégré le long de l'axe spatial et son évolution temporelle est représentée simultanément sur la figure 3.5, la puissance transmise étant en unités arbitraires.

En tout début d'impulsion laser, on constate que la mousse transmet un peu de signal. Cette contribution est signalée par la marque 1 dans la figure 3.5 et est également visible sur le signal intégré. La durée de ce signal est trop courte pour être résolue temporellement par notre diagnostic compte tenu de l'ouverture de la fente de la caméra. Ainsi, sa durée est au maximum de 200 ps (résolution temporelle), au-delà desquelles le niveau de signal diminue d'environ 50%. L'apparition de ce signal s'explique par le fait que la mousse non ionisée est transparente pour la lumière visible. Ainsi, le front montant de l'impulsion laser traverse simplement le milieu solide avant d'être collecté par le diagnostic de transmission. En un temps qui est bien inférieur à notre résolution temporelle, l'ionisation prend place dans la mousse. Cette dernière prend la forme d'un front qui se propage dans la mousse, alimenté par l'énergie laser. La propagation de ce front sera décrite ultérieurement (paragraphe 3.2.2, page 76) mais notons d'ores et déjà qu'il s'agit d'une zone très perturbée, comprenant un plasma très fortement inhomogène en densité, accompagné de particules solides non encore io-

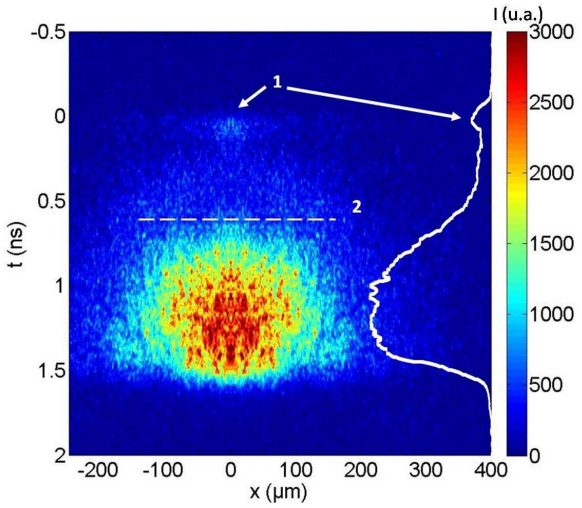


FIGURE 3.5 – Imagerie 1D résolue en temps de la transmission d'une mousse de 3 mg/cm^3 300 μm et profil temporel après intégration spatiale (u.a.).

nisées. L'absorption de la lumière dans le front d'ionisation et dans le plasma qui le suit explique la forte diminution du signal. Le signal transmis reste faible jusqu'à $t_{ionisation} = 0.7 \pm 0.1$ ns où il subit une brusque augmentation. Cette transition est matérialisée sur la figure 3.5 par la ligne pointillée notée 2. Elle correspond au débouché du front d'ionisation au niveau de la face arrière de la mousse. A partir de cet instant, le niveau de signal mesuré correspond à la puissance laser diminuée de l'absorption dans le plasma créé (le taux de rétrodiffusion à cette instant est négligeable). Le taux de transmission (obtenu en divisant la puissance transmise par le profil de puissance de l'impulsion laser) reste relativement constant, autour de 80% jusqu'à 1.5 ns où le signal disparaît avec le front descendant de l'impulsion laser.

A partir de cette mesure, il est donc possible de remonter à la vitesse moyenne de propagation du front d'ionisation dans la mousse. La longueur effective de mousse mesurée étant de $l_{mousse} = 280$ μm, on trouve

$$v_{ionisation} = \frac{l_{mousse}}{t_{ionisation}} = (4.0 \pm 0.6) \times 10^2 \ \mu\text{m/ns}$$

Les mesures de spectres X ayant donné une température de l'ordre de 1 keV, on calcule $c_s = 225$ μm/ns. On a donc bien $v_{ionisation} > c_s$. Le régime d'ionisation est ainsi supersonique et la densité maximale dans la mousse est donnée par l'expression 2.8, soit $n_e/n_c = 0.24$.

La figure 3.6 rassemble l'ensemble des résultats obtenus par cette méthode dans différentes conditions. Sur chaque image, un encadrement du temps de débouché du front d'ionisation est matérialisé par deux lignes blanches pointillées. Cette série a été obtenue en faisant varier d'une part la densité

et la longueur des mousses (3 mg/cm^3 - 300 μm (a), 6 mg/cm^3 - 500 μm (c)(e) et 2 mg/cm^3 - 900 μm (b)(d)) et d'autre part l'intensité laser (en utilisant un seul faisceau (a), deux faisceaux synchrones (b)(c), deux faisceaux décalés de 0.5 ns (d)(e)).

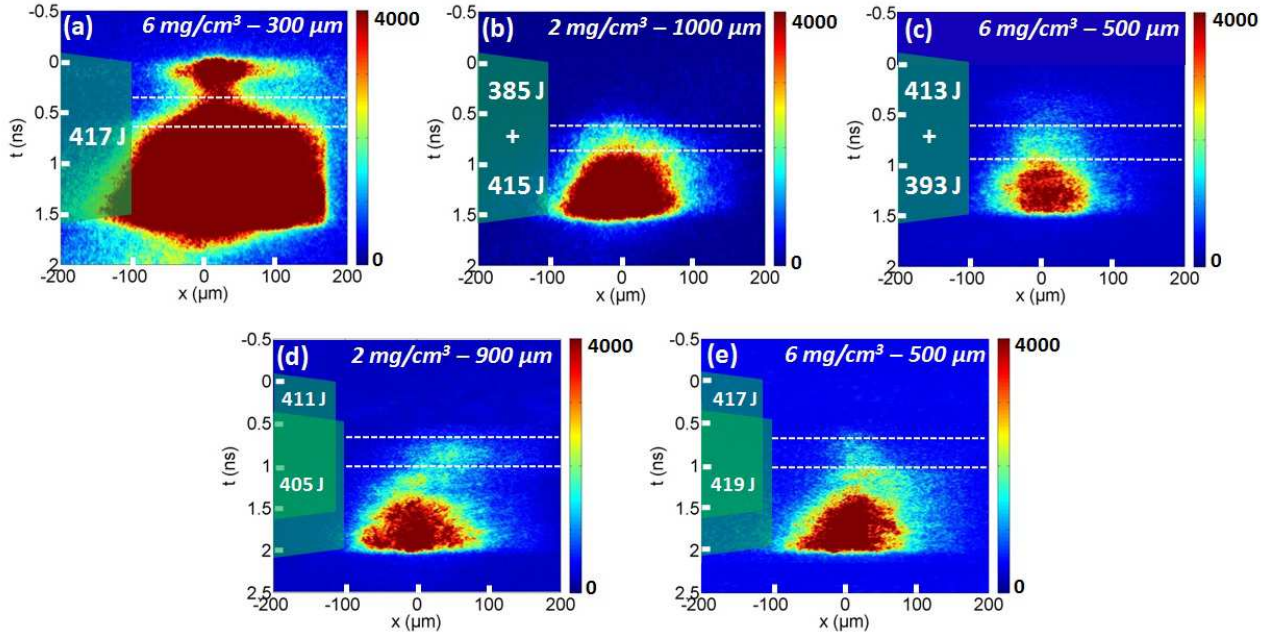


FIGURE 3.6 – Mesure des temps d'ionisation par le diagnostic de transmission résolue en temps pour différentes conditions : un faisceau (a), deux faisceaux synchrones (b)(c), deux faisceaux décalés de 0.5 ns (d)(e). Les lignes pointillées représentent l'encadrement du temps d'ionisation.

Dans le cas où deux faisceaux sont utilisés, la lumière imagée par le diagnostic correspond toujours à celle de l'angle d'ouverture du faisceau dit d'interaction. La présence de lumière issue du faisceau de création est envisageable, dans la mesure où celle-ci peut être diffusée dans le cône de collection du diagnostic. On s'attend cependant à ce que cette contribution soit très largement inférieure (de plusieurs ordres de grandeur) à celle du faisceau d'interaction. Ainsi, la fin du signal transmis correspond à la fin du faisceau d'interaction, ce qui permet d'effectuer le calage temporel des images. Les vitesses d'ionisation obtenues pour ces différents cas seront présentées dans le paragraphe suivant. Pour chaque tir, les barres d'erreur associées au temps de débouché du front d'ionisation ont été évaluées en prenant la largeur du front de montée du signal. Ces barres d'erreur sont donc plus importantes dans les cas où le signal se trouve être saturé (figure 3.6 (a) par exemple).

3.2.2 Comparaison avec un modèle

Un modèle analytique a récemment été développé [32] afin de rendre compte du processus d'ionisation dans les mousses. Dans ces dernières, la structure fortement inhomogène du matériau ralentit la propagation du front d'ionisation, par rapport au cas d'un milieu homogène en densité.

Une représentation 1D d'une cible de mousse peut être donnée en considérant cette dernière comme une succession de plans solides d'épaisseur caractéristique e, espacés d'une distance l. Dans une géométrie 3D, e représente l'épaisseur des membranes des pores composant la mousse, tandis que l est leur diamètre caractéristique.

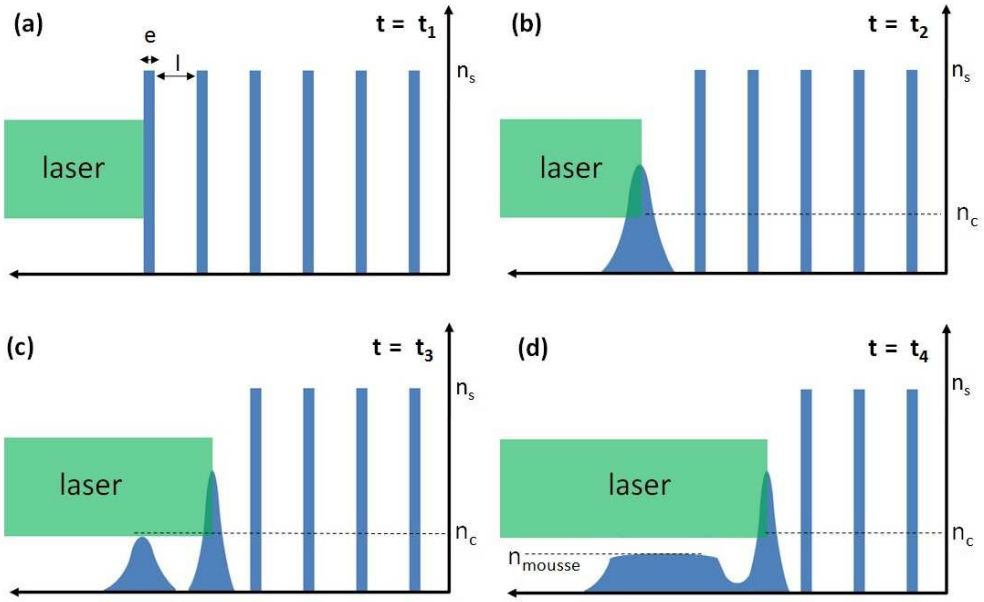


FIGURE 3.7 – Représentation schématique du processus d'ionisation dans les mousses. La progression de l'impulsion laser est présentée à quatre instants $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$.

Une impulsion laser se propageant à travers une telle structure va devoir ioniser les plans solides un à un, comme schématisé en figure 3.7. Chacun de ces plans se comporte alors comme une feuille mince (a)(b). Lorsque la densité du plasma créé par l'ionisation de la feuille devient inférieure à la densité critique, le laser se propage et ionise la feuille suivante (c)(d). Le front d'ionisation se propage ainsi à la vitesse $v_p = \frac{e}{\tau_c}$ où l'on a négligé le temps de propagation du laser entre les plans solides, qui est très inférieur au temps nécessaire pour traverser un de ces plans. τ_c représente l'intervalle de temps entre le début de l'ablation de la feuille mince et l'instant où le plasma devient sous-critique. D'après le modèle de la feuille mince explosée, l'équation précédente s'écrit, en fonction des paramètres laser et de la cible :

$$v_p[\mu m/ns] = 9.7 \times 10^{-1} \frac{A^{2/3} I_{14}^{1/3}}{Z^{2/3} \lambda_0^{4/3} \rho^{\alpha} \rho_s^{\alpha-1}} \tag{3.19}$$

où λ_0 est exprimée en micron et ρ et ρ_s sont respectivement la densité moyenne de la mousse (variable) et la densité des parties solides (1.28 g/cm^3), exprimées en g/cm^3. α est un facteur géométrique prenant en compte la forme des pores. Pour une structure de mousse à pores complètement ouverts, $\alpha = 0.5$, tandis que pour une véritable structure à pores fermés, on a $\alpha = 1$. Dans notre cas, la géométrie est intermédiaire. Les études sur ce type de matériaux ont alors montré que α était proche de 0.8 [33]. Nous utiliserons donc cette valeur dans nos calculs. La vitesse ne dépend que de l'intensité laser et s'écrit pour nos conditions :

$$v_p[\mu m/ns] = 7.9 \times 10^{2} \frac{I_{14}^{1/3}}{\rho^{0.8}} \tag{3.20}$$

En arrière de ce front de propagation du laser, une onde thermique se développe [32], issue de l'absorption de l'énergie laser par la matière ionisée. La vitesse de propagation de cette onde thermique est donnée par :

$$v_{ft}[\mu m/ns] = 1.9 \times 10^{-1} \frac{A^{7/5} I_{14}^{3/5}}{t^{2/5} Z^{9/5} \lambda_0^{4/5} \rho^{7/5}} \tag{3.21}$$

Cette expression peut être réécrite pour nos conditions :

$$v_{ft}[\mu m/ns] = 7.0 \times 10^{4} \frac{I_{14}^{3/5}}{\rho^{7/5} t^{2/5}} \tag{3.22}$$

On voit que cette vitesse décroît au cours du temps. Cette décroissance est liée à l'absorption de l'énergie laser dans le plasma à l'arrière du front d'ionisation. La longueur de ce plasma augmentant au cours du temps, de moins en moins d'énergie laser est disponible pour alimenter le front de l'onde thermique. On a donc deux effets : d'une part la vitesse d'ionisation des fibres, constante, et d'autre part la vitesse du front thermique, qui décroît au cours du temps. Pour prendre en compte ces deux situations, les auteurs du modèle [32] proposent d'interpoler la vitesse de propagation du front d'ionisation par :

$$v_f \simeq \frac{v_p v_{ft}}{v_p + v_{ft}} \tag{3.23}$$

Dans la figure 3.8, nous avons représenté l'évolution temporelle de v_f calculée à partir de la formule 3.23, pour nos conditions laser, dans le cas de la mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm que nous avons détaillé au début du paragraphe précédent. La vitesse d'ionisation décroît au cours du temps, de 510 μm/ns en début d'impulsion laser à 450 μm/ns en fin d'impulsion. On obtient alors une vitesse d'ionisation moyenne de 470 μm/ns, en bon accord avec notre mesure en transmission qui nous donnait une vitesse de 400$\pm$60 μm.

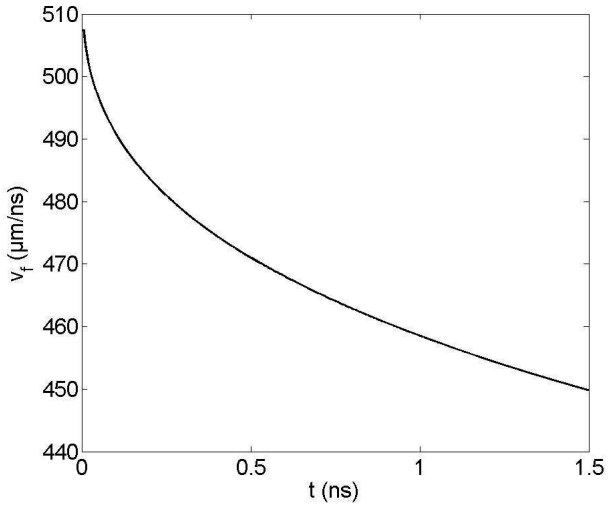


FIGURE 3.8 – Vitesse de propagation du front d'ionisation calculée à partir du modèle pour nos conditions, dans le cas d'une mousse 3 mg/cm^3.

La figure 3.9 résume l'ensemble des mesures de vitesse effectuées à partir des images de la figure 3.6 ainsi que le cas que nous venons de présenter. Ces vitesses mesurées sont comparées aux vitesses prévues par le modèle que nous venons de décrire.

Moyennant les barres d'erreurs, principalement issues de l'incertitude sur le temps de débouché du front d'ionisation, on peut s'apercevoir que le modèle et les mesures sont en bon accord. Pour la suite, nous nous baserons donc sur ce modèle pour estimer la vitesse d'ionisation lorsque cette dernière n'aura pas été mesurée, ce qui est le cas pour les mousses préformées.

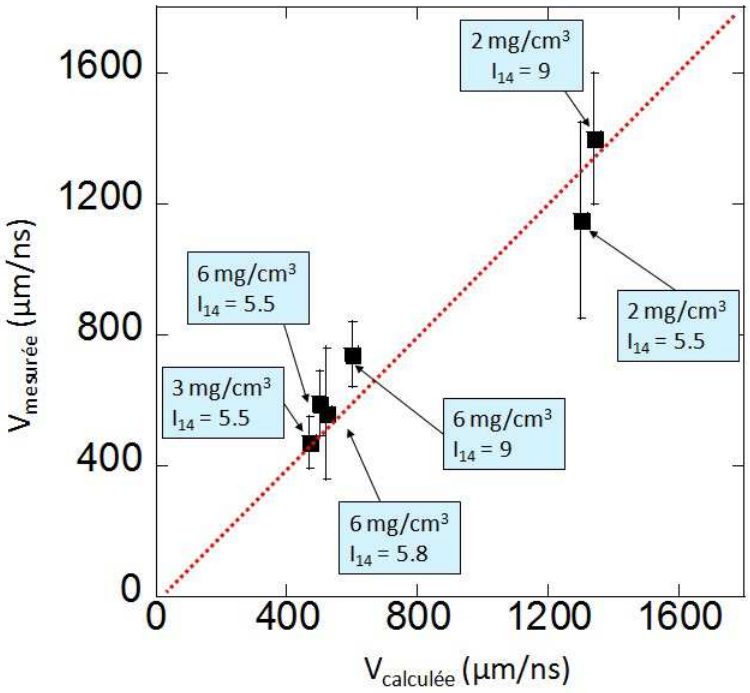


FIGURE 3.9 – Comparaison des vitesses d'ionisation mesurées pour différentes densités de mousses et différentes intensités (en 10^{14} W/cm^2) avec le modèle théorique.

3.2.3 Evaluation de l'énergie nécessaire à l'ionisation

Un peu plus loin dans ce manuscrit, nous aurons à effectuer un bilan de l'énergie laser qui est "consommée" dans l'interaction avec la mousse. Il est d'ores et déjà possible d'évaluer dans quelles proportions l'ionisation de la mousse intervient dans ce bilan. Nous allons développer ici le cas de la mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm. Dans le tableau 3.1, nous présentons les différentes énergies d'ionisation des atomes composant la mousse. En sommant ces énergies, on obtient l'énergie nécessaire pour ioniser totalement une molécule.

Pour ioniser totalement une molécule de TAC, 30 000 eV sont nécessaires. Connaissant la densité moléculaire de la mousse $n_{TAC} = \rho m^{-1}$ (8.5×10^{18} cm^{-3}), on en déduit l'énergie laser par unité de volume qui est nécessaire pour l'ionisation

$$E_{ionisation}=30 \text{ kJ/cm}^3.$$

Il faut maintenant déterminer le volume ionisé. On a vu que pour une mousse de 3 mg/cm^3 et 300 μm, le faisceau traverse entièrement la cible. Une bonne approximation du volume ionisé directement

Degré d'ionisation	1	2	3	4	5	6	7	8	Total
C	11.2	24.3	47.9	64.5	392.1	490			1030 eV × 6
H	13.6								13.6 eV × 12
O	13.6	35.1	54.9	77.4	113.9	138.1	739.3	871.4	2044 eV × 8

Tableau 3.1 – Energie d'ionisation nécessaire pour ioniser totalement une molécule de TAC.

par le laser consiste donc à prendre un cylindre dont la longueur est celle de la mousse, la base étant la surface de la tache focale. Pour une mousse de 300 μm, on obtient alors un volume ionisé de

$$V_{\text{ionisation}} = 9.4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3.$$

On trouve alors que l'énergie nécessaire pour ioniser complètement ce volume est de 0.3 J, ce qui est négligeable dans le bilan énergétique, le laser apportant environ 400 J. Compte tenu du fait que durant la phase d'ionisation les taux de rétrodiffusion (voir suite de ce chapitre) sont de l'ordre de 10 %, on en déduit que l'énergie laser durant cette phase est utilisée principalement pour chauffer le plasma.

3.2.4 Conséquences pour les simulations hydrodynamiques

Nous avons indiqué dans le chapitre précédent que les simulations hydrodynamiques des plasmas de mousses étaient nécessaires dans la mesure où il n'existe pas de lois d'échelle pour décrire les profils hydrodynamiques. Pour cette expérience, les simulations ont été effectuées à l'aide du code FCI2 [34]. Il s'agit d'un code d'hydrodynamique radiative lagrangien 2D. La propagation de l'impulsion laser dans le plasma y est décrite simplement par des tracés de rayons et les échanges d'énergie entre l'onde laser et le plasma se résument à l'absorption collisionnelle.

Si ce code s'avère fournir des résultats en accord avec les mesures expérimentales pour des cibles solides homogènes [35], nous allons voir que la situation est un peu plus compliquée dans le cas des mousses. En effet, le code ne peut décrire l'ionisation de la cible que dans le cas d'un milieu initialement homogène. Pour simuler les mousses, l'idée a donc été de remplacer la structure poreuse

de la mousse par un milieu homogène de densité équivalente. Cependant, comme nous venons de le voir, l'ionisation se fait de manière beaucoup plus rapide dans de tels milieux. Ainsi, les profils de densité simulés ne sont pas corrects et la densité électronique est sous-estimée du fait de la détente plus rapide du plasma. Pour illustrer ce problème, on présente sur la figure 3.10 les profils de densité (a) et température électronique (b) issus d'une simulation FCI2 dans le cas d'une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm, pour nos conditions laser.

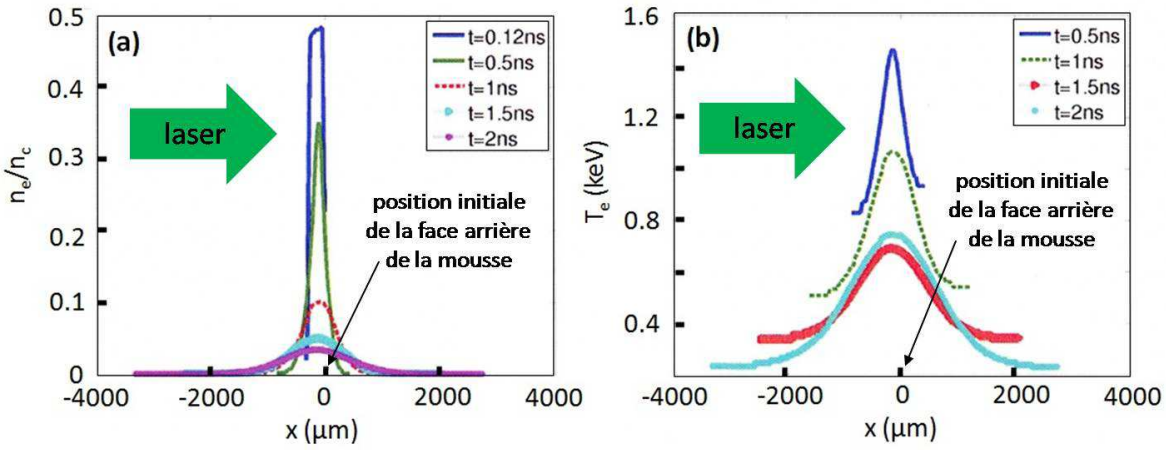


FIGURE 3.10 – Profils de densité (a) et température électronique (b) à différents temps le long de l'axe de propagation du laser, fournis par FCI2 pour nos conditions expérimentales.

D'après les calculs du paragraphe précédent, pour une telle mousse, le front d'ionisation doit déboucher après un temps de propagation de l'ordre de 0.5 ns. Or, les profils de densités montrent que dans la simulation, l'ionisation est déjà complète à t = 120 ps. L'effondrement de la densité du plasma après l'ionisation conduit à partir de t = 1.5 ns, à des densités électroniques au sommet du profil inférieures à 0.05n_c. Nous verrons plus tard que les spectres Raman nous indiquent des densités supérieures à 0.05n_c pendant la plus grande partie du faisceau d'interaction. De plus, nous avons pu mesurer pour ces cibles l'émission à la fréquence $\frac{3}{2}\omega_0$ caractéristique de l'instabilité à deux plasmons. Or, cette instabilité est la signature de la présence de la densité quart-critique au sein du plasma. Ceci montre bien que la densité électronique est largement sous-estimée dans la simulation.

Pour ce qui concerne la température électronique, les profils présentés sur la figure 3.10 (b) montrent qu'après préformation, la température est proche de 0.7 keV sur une distance d'environ 1 mm autour du maximum. De plus, elle se maintient à ce niveau pendant toute la durée du faisceau. Contrairement aux profils de densité électronique, nous verrons que cette température est en très bon accord avec les informations que l'on peut tirer des spectres.

Ce que nous venons de décrire pour la mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm a également été observé pour les autres cibles simulées (3 mg/cm^3 - 300 μm, 3 mg/cm^3 - 600 μm et 6 mg/cm^3 - 600 μm).

Comme nous l'avons vu en début de chapitre et comme nous le verrons en analysant les résultats expérimentaux, le comportement des instabilités est totalement dépendant des profils hydrodynamiques. En conséquence, les spectres en rétrodiffusion n'ont pu être reproduits par le post-processeur PIRANAH [27], qui calcule les gains linéaires à partir des profils hydrodynamiques fournis par FCI2. Dans la suite, nous allons donc devoir élaborer une stratégie afin de pouvoir rendre compte au mieux des observations. A partir des différentes mesures, nous devrons faire une estimation des profils hydrodynamiques et localiser au moins grossièrement les instabilités au sein de ces profils. Notons enfin que dans le cas de la mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm, en opérant une simplification du problème, nous pourrons mener une étude numérique des instabilités via le code de couplage d'ondes HERA. Ce code, ainsi que les résultats de simulations seront présentés au chapitre 5, où l'interaction mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm est étudiée de manière plus poussée.

3.3 Instabilités dans les plasmas de mousse

Après avoir évoqué l'ionisation, nous allons maintenant traiter des instabilités Raman et Brillouin, pour un plasma de mousse non préformé d'abord, puis pour des plasmas préformés dans un second temps. Pour chacune de ces instabilités, nous présenterons les spectres expérimentaux obtenus ainsi que les taux de rétrodiffusion mesurés. Par ailleurs, les résultats obtenus en transmission seront également présentés.

Afin de guider le lecteur dans la lecture des spectres, rappelons ici quelques éléments concernant les longueurs d'ondes attendues pour les spectres Brillouin et Raman. Dans le premier cas, la relation 3.7 nous montre que le décalage spectral du signal est lié aux grandeurs hydrodynamiques du plasma par la relation :

$$\lambda_{SBS} - \lambda_0 \approx 2\lambda_0 \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \frac{c_s}{c} \left(1 + \frac{v_{exp}}{c_s}\right) \tag{3.24}$$

Ainsi, dans un plasma au repos, on attend un décalage du spectre vers le rouge, soit les plus grandes longueurs d'ondes. Si l'expansion du plasma est dirigée vers le laser, un décalage vers le bleu va se superposer au précédent, par effet Doppler. Ainsi, on obtiendra un décalage nul si le Brillouin se produit au niveau du point sonique dans le profil de vitesse, et un décalage vers le bleu si l'expansion est supersonique.

Dans le cas du Raman, la relation 3.6 implique que la longueur d'onde du spectre est liée aux grandeurs hydrodynamiques du plasma par :

$$\lambda_{SRS} = \frac{\lambda_0}{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}(1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2)}} \tag{3.25}$$

Comme nous l'avions signalé en début de ce chapitre, la longueur d'onde Raman dépend à la fois de la densité et de la température électronique via le paramètre $k_{EPW}\lambda_D$. Cependant, l'influence de la température est relativement faible. Si l'on fait l'approximation de température nulle et que l'on inverse la relation précédente, on obtient

$$\frac{n_e^0}{n_c} = \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{SRS}}\right)^2 \tag{3.26}$$

où n_e^0/n_c représente la densité électronique calculée à température nulle. En notant $(k_{EPW}^2\lambda_D^2)^0$ la valeur de $k_{EPW}^2\lambda_D^2$ calculée pour $n_e/n_c = n_e^0/n_c$ et en l'injectant dans la relation 3.26, on obtient

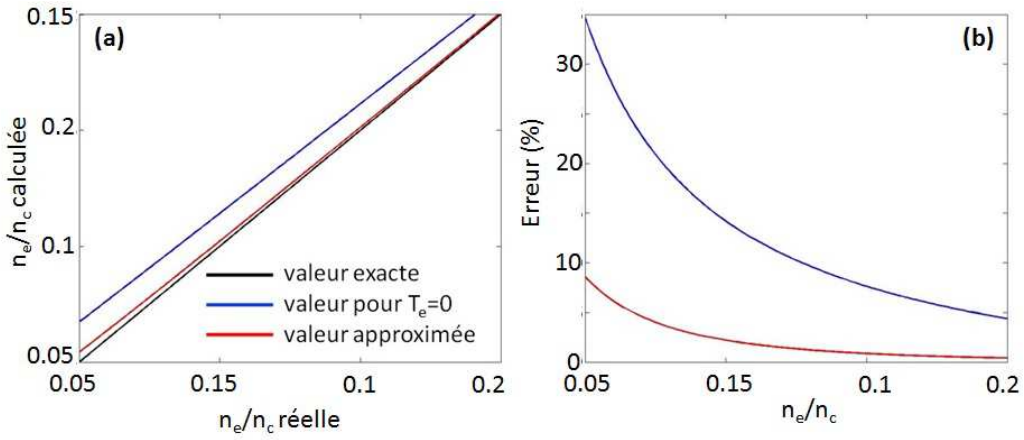


FIGURE 3.11 – (a) Ecart du calcul de n_e/n_c par rapport à sa valeur réelle dans le cas de l'approximation de température nulle et dans le cas de notre évaluation approximée pour une température de 1 keV. (b) Erreur relative.

$$\frac{n_e}{n_c} \simeq \frac{\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{SRS}}\right)^2}{1 + 3(k_{EPW}^2 \lambda_D^2)^0} \tag{3.27}$$

On peut montrer que l'erreur commise sur la valeur de la densité en utilisant le procédé ci-dessus est inférieure à 10% pour des densités supérieures à $0.05n_c$ et devient inférieure à 5% pour des densités supérieures à $0.1n_c$. Sur la figure 3.11, on a représenté les valeurs de densités calculées par cette méthode pour T_e =1 keV ainsi que l'approximation de température nulle, comparées à la valeur de densité exacte, ainsi que les erreurs relatives associées.

Dans tout les cas, pour notre domaine de longueur d'onde, l'erreur sur la valeur de densité est inférieure à la précision accessible par notre spectromètre, dont nous rappelons que la résolution est limitée à 20 nm.

3.3.1 Résultats expérimentaux : cas des mousses non préformées

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats obtenus pour une mousse 3 mg/cm^3-300 μm. Ce sera en effet la seule mousse non préformée qui sera mise en œuvre dans les cibles composées. Le choix de ne pas préformer ce type de cible provient de sa très faible densité et de son très faible volume. En effet, après 1.5 ns, soit la durée du faisceau de création, il est plus que probable que, suite à l'expansion, la densité et la température du plasma aient chuté à des valeurs non pertinentes pour l'étude de l'interaction.

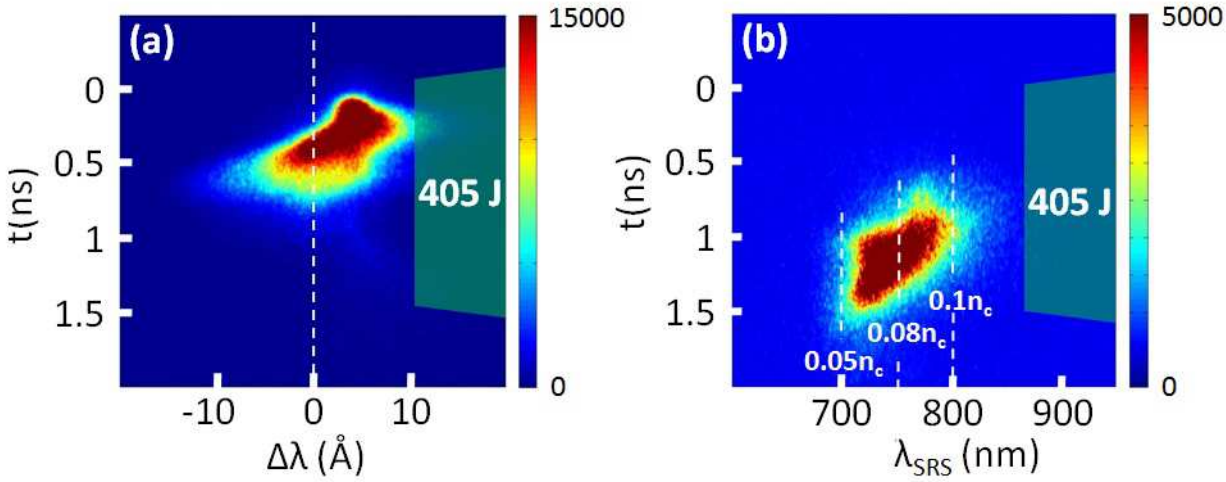


FIGURE 3.12 – Résultats obtenus dans une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm non préformée. (a) spectre Brillouin résolu en temps, (b) spectre Raman résolu en temps.

En figure 3.12, on présente les résultats obtenus en rétrodiffusion pour une telle mousse. La figure 3.12(a) correspond à un spectre Brillouin résolu en temps et la figure 3.12(b) à un spectre Raman résolu en temps.

Rétrodiffusion Brillouin

Dans un premier temps, détaillons les résultats obtenus pour la rétrodiffusion Brillouin. Dans le spectre présenté, l'origine pour les longueurs d'onde est prise à la longueur d'onde laser, si bien que le spectre est représenté en fonction de $\Delta\lambda = \lambda_{SBS} - \lambda_0$. Le décalage nul est matérialisé sur la figure par une ligne verticale pointillée.

Une première remarque concerne l'aspect temporel du spectre. On peut voir d'abord que l'émission Brillouin ne dure pas pendant toute la durée de l'impulsion. Le début du signal est quasiment concomitant au front de montée du laser et atteint son maximum à (0.4±0.1) ns avant de chuter

rapidement. Ainsi, l'émission Brillouin se termine autours de (0.8±0.1) ns, bien avant la fin de l'impulsion.

D'un point de vue spectral, plusieurs zones peuvent être distinguées. En premier lieu, on constate que le spectre en début d'impulsion laser est relativement étroit, de l'ordre de 3 Å. Ce signal est par ailleurs décalé vers les grandes longueurs d'onde par rapport au laser, avec un décalage de (3.8±1.7) Å. Après cette première contribution, on observe un élargissement du spectre, en particulier vers les grandes longueurs d'ondes. Ainsi, à t = (0.3±0.1) ns, le spectre s'étend de 2 Å à 10 Å environ. Cette largeur reste approximativement constante pendant le reste de l'émission mais son centre se décale au cours du temps vers les courtes longueurs d'ondes. Ainsi, à t = (0.5±0.1) ns, le maximum de l'émission est décalé vers le bleu par rapport à la longueur d'onde laser.

Rétrodiffusion Raman

Décrivons maintenant les résultats obtenus en rétrodiffusion dans la gamme Raman. Dans la figure 3.12(b), les longueurs d'onde sont cette fois-ci données avec leur valeur absolue, déterminée par l'étalonnage à la lampe à mercure.

Commentons tout d'abord l'évolution temporelle du spectre. On voit que l'émission Raman ne dure pas pendant toute la durée de l'impulsion. Le signal commence à apparaître à (0.6 ± 0.1) ns, atteint son maximum à environ 1 ns avant de disparaître à la fin de l'impulsion laser. Cette chronologie est le strict complémentaire de ce que l'on avait constaté avec le spectre Brillouin. Une telle anticorrélation entre les deux instabilités a été observée à de nombreuses reprises dans les expériences passées [36, 37, 38, 39, 40] et n'est toujours pas complètement expliquée à l'heure actuelle.

En ce qui concerne l'évolution spectrale du signal, on constate que la longueur d'onde de l'émission diminue au cours du temps. Ainsi, au début du signal, le spectre est proche de 800 nm, tandis qu'en fin d'impulsion laser, la longueur d'onde du Raman est d'environ 700 nm. Par ailleurs, durant toute la durée de l'émission, la longueur d'onde du signal n'est jamais inférieure à cette valeur de 700 nm. Cette coupure aux faibles longueurs d'onde est bien marquée sur le spectre de la figure 3.12(b).

3.3.2 Résultats expérimentaux : cas des mousses préformées

Nous allons maintenant aborder l'étude de l'interaction dans des mousses préformées. L'objectif de ce paragraphe étant de préparer l'étude des résultats en cibles composées, nous détaillerons principalement ici les mesures relatives aux mousses de 3 mg/cm^3 - 600 μm, 6 mg/cm^3 - 300 μm qui nous intéresseront par la suite. Le cas d'une mousse 6 mg/cm^3 - 600 μm sera également étudié pour aider à la compréhension d'ensemble.

Rétrodiffusion Brillouin

Sur la figure 3.13, on présente les spectres de rétrodiffusion Brillouin résolus en temps obtenus pour les trois types de mousses. La longueur d'onde des spectres est donnée relativement à la longueur d'onde du laser, le décalage nul étant matérialisé sur la figure par une ligne blanche discontinue. Par ailleurs, l'origine des temps est donnée par rapport au front montant (mi-hauteur) du faisceau de création.

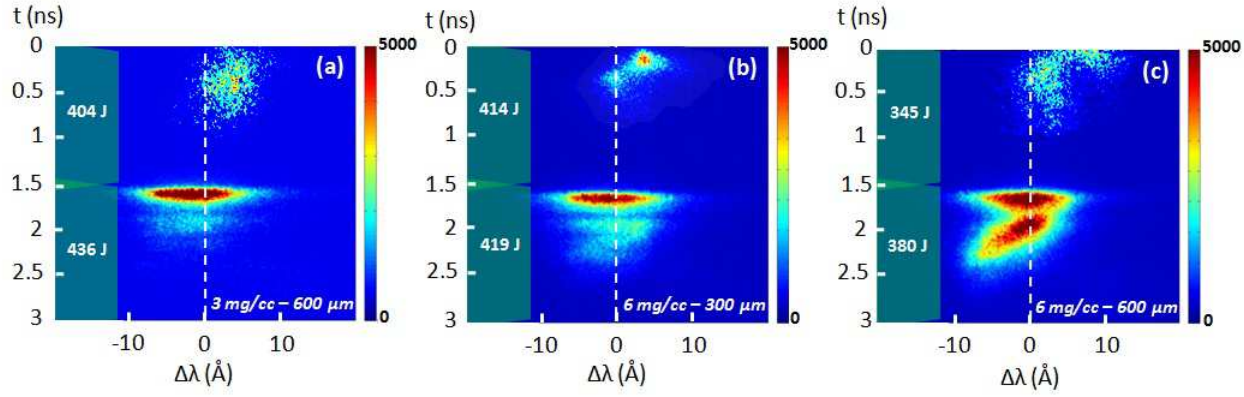


FIGURE 3.13 – Spectres de rétrodifusion Brillouin résolus en temps obtenus pour des mousses de (a) 3 mg/cm^3 - 600 μm (b) 6 mg/cm^3 - 300 μm et (c) 6 mg/cm^3 - 600 μm

Sur les trois images, on peut constater la présence d'un signal entre t = 0 et t = 1.5 ns. Ce signal correspond à de la diffusion Brillouin à angle, provenant du faisceau de création et collectée par le diagnostic. Ces contributions ne seront pas étudiées dans cette partie mais ont été utilisées afin de réaliser le calage temporel des signaux, en plus des signaux de puissance rétrodiffusée résolue en temps apportés par les photodiodes rapides. L'échelle d'intensité de ces contributions, qui sont initialement inférieures d'un facteur 10 au signal associé au faisceau d'interaction, a été artificiellement dilatée afin de les rendre visibles sur la figure.

En ce qui concerne l'activité Brillouin du faisceau d'interaction, on constate que les trois spectres ont une forme globalement similaire. En effet, les signaux présentent deux composantes. La première,

généralement la plus intense, est relativement large (de l'ordre de 15 Angströms) et se produit en tout début d'impulsion laser. Par la suite, on constate l'apparition d'une seconde composante se décalant vers les courtes longueurs d'onde, et dont l'intensité et le décalage spectral sont fonctions des paramètres de la cible. Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail à ces deux composantes. Sur la figure 3.14, on représente les traces des spectres associés aux trois cibles, intégrés sur la plage t = 1.5 - 1.8 ns pour la figure 3.14 (a) et t = 1.8 - 3 ns pour la figure 3.14 (b). Nous analysons ainsi séparément le comportement des deux composantes.

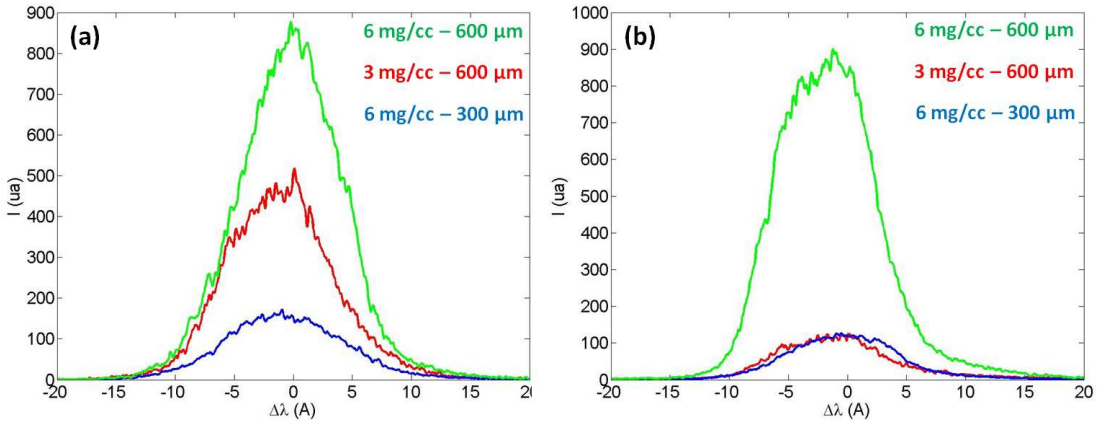


FIGURE 3.14 – Spectres de rétrodiffusion Brillouin des trois cibles intégrés temporellement sur la plage 1.5 - 1.8 ns (a) et 1.8 - 3 ns (b)

La figure 3.14 (a) montre que les trois spectres obtenus sont très semblables, ne différant que par leur intensité. En effet, pour les trois cibles, on mesure une largeur spectrale à mi-hauteur de 10 Å, avec un maximum spectral localisé autour de la longueur d'onde laser, soit $\Delta\lambda = 0 \pm 1$ Å. Le décalage Brillouin étant lié aux propriétés hydrodynamiques du plasma par la relation 3.24, un décalage nul implique que l'activité Brillouin est localisée dans une zone où le plasma se détend en direction du laser, la vitesse de détente étant proche de la vitesse sonore. Par ailleurs, le gain Brillouin croît avec la densité électronique. Or, la zone de densité maximale correspond à la zone où la vitesse d'expansion est proche de zéro, comme nous le montrerons ultérieurement. D'après l'expression 3.24, on s'attendrait donc à observer un spectre dont le maximum se situe vers les courtes longueurs d'onde. Manifestement, le Brillouin se développe plus en avant et n'atteint jamais ces zones de plus forte densité. La seconde partie des spectres présente également un contraste en intensité selon les cibles comme on peut le voir sur l'intégration temporelle de la figure 3.14 (b), mais également en durée. Pour la mousse 6 mg/cm^3 - 600 μm, l'émission est d'intensité comparable à la première composante. Elle commence avec un décalage positif de l'ordre de 2 Å et se décale progressivement vers le bleu avant de disparaître à t = 2.5 ns et $\Delta\lambda$ = -7 Å. Pour les deux autres mousses, l'émission est bien moins intense que pour la première composante. Dans le cas de la mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm, l'émission se décale également vers le bleu au cours du temps mais s'arrête plus tôt, aux

environs de t = 2.3 ns. La durée de l'émission Brillouin pour la mousse de 3 mg/cm^3 - 600 μm est encore plus courte, se terminant à t = 2 ns, et le décalage vers le bleu est à peine visible.

Rétrodiffusion Raman

Sur la figure 3.15, on présente les spectres Raman résolus en temps correspondants aux tirs de la figure 3.13. La longueur d'onde des spectres est donnée en valeur absolue. Comme pour les spectres Brillouin, on observe une légère diffusion à angle du faisceau de création sur les spectres présentés en (a) et en (b). Elle ne sera pas discutée dans le cadre de ce manuscrit.

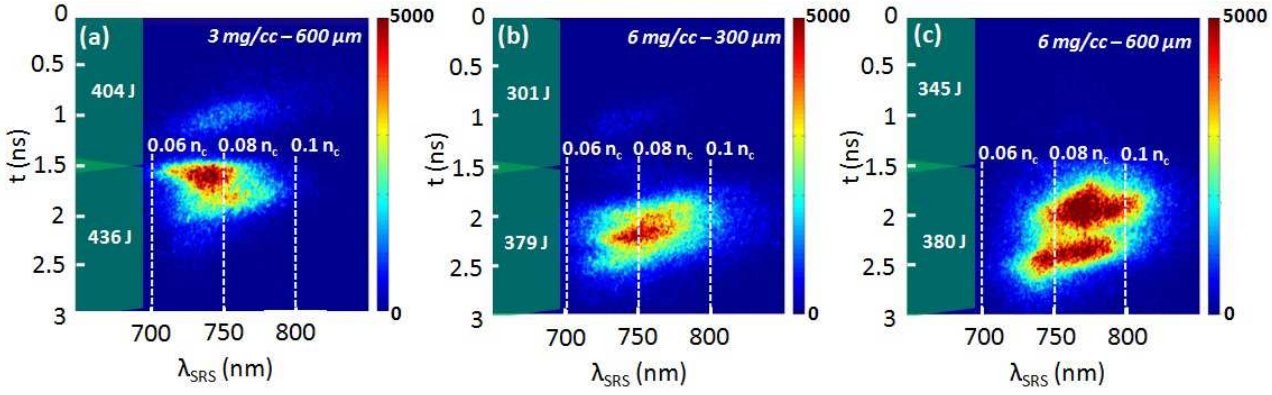


FIGURE 3.15 – Spectres Raman résolus en temps obtenus pour des mousses préformées.

On constate tout d'abord que l'aspect général du spectre est relativement dépendant des caractéristiques de la cible utilisée. Le spectre associé à la mousse 3 mg/cm^3 - 600 μm montre que l'émission Raman commence dès le début de l'impulsion laser, à t = 1.5 ns. A cet instant, le spectre est relativement large, correspondant à une zone de densité s'étendant de 0.05n$_c$ à 0.08n$_c$. L'activité Raman peut ainsi être localisée en avant du plasma, dans le gradient de densité. Dans le cas de la mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm , l'instabilité se déclenche de manière plus tardive, autour de 1.8 ns, même si une émission très faible demeure visible à t = 1.5 ns. L'émission se termine à 2.5 ns, avant la fin de l'impulsion laser. Pour la mousse de 6 mg/cm^3 - 600 μm, l'activité Raman commence à nouveau dès le début du faisceau d'interaction et se termine juste avant la fin de l'impulsion laser. Même si les structures des spectres varient fortement d'une cible à l'autre, mais nous y reviendrons (paragraphe 3.3.4, page 96), les spectres se décalent globalement au cours du temps vers les courtes longueurs d'onde, correspondant à des densités allant de 0.1n$_c$ en début d'émission jusqu'à 0.06n$_c$ environ.

Mesures en transmission

Sur la figure 3.16, on présente les images intégrées en temps de la distribution transverse d'intensité du faisceau d'interaction après propagation à travers le plasma. Rappelons que le plan imagé par le diagnostic est la face arrière de la mousse.

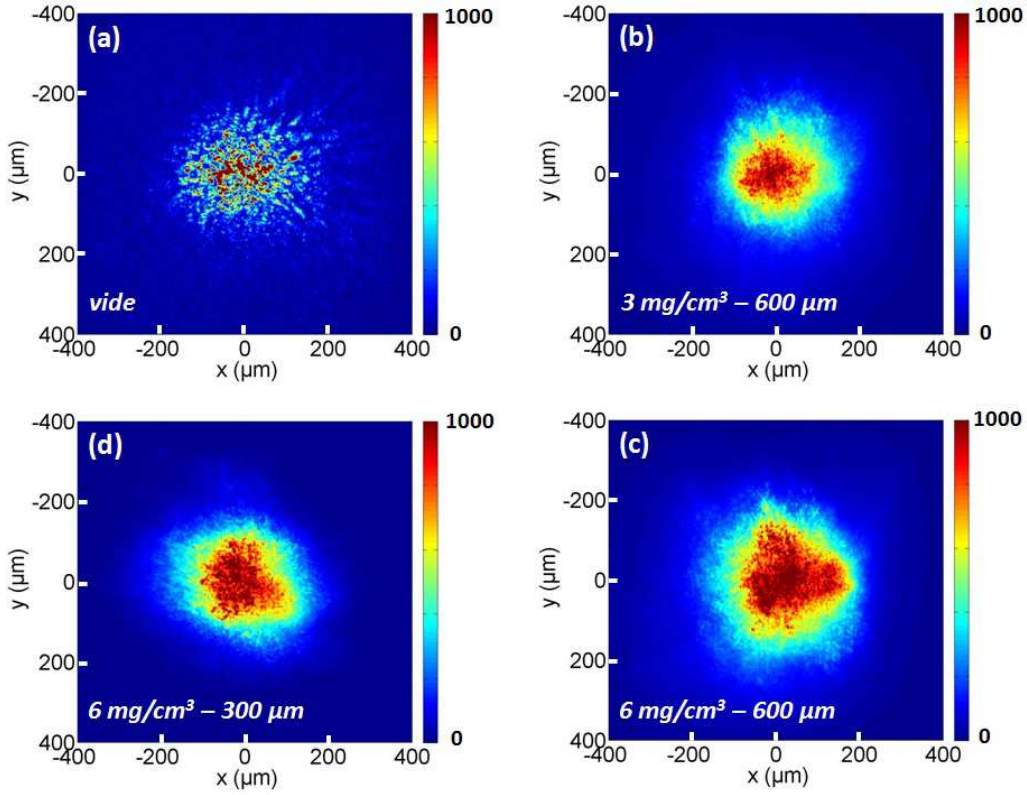


FIGURE 3.16 – Images intégrées en temps de la distribution transverse d'intensité du faisceau d'interaction dans le plan de sortie de mousses différentes et dans le vide.

Pour référence, on présente également cette distribution dans le vide, imagée dans le même plan (a). Les trois images présentées en transmission des cibles correspondent à des mousses de 3 mg/cm^3 - 600 μm (b), 6 mg/cm^3 - 600 μm (c) et 6 mg/cm^3 - 300 μm (d). La comparaison de ces quatres images met en évidence des variations de diamètre de la tache en fonction de la cible. De plus, on remarque également des variations dans la manière dont l'intensité est distribuée. Pour le tir à vide, on distingue clairement les speckles associés à la lame de phase. Une étude statistique de leur diamètre sur l'image conduit à un diamètre moyen de l'ordre de la dizaine de microns. Après propagation dans une mousse, les speckles ne sont plus clairement visibles. Cette disparition des surintensités peut être reliée à une diminution de leur diamètre et à l'intégration temporelle sur la durée de l'impulsion. Nous reviendrons sur cette question au cours du chapitre 5.

La figure 3.17 (a) présente les profils normalisés (à leur maximum évalué à la suite d'un fit gaussien) d'intensité transverse correspondant aux images de transmission de la figure 3.16. A partir de ces coupes, on peut mesurer la largeur de la tache selon deux méthodes : soit en prenant la largeur du profil à I_{max}/e^2 conformément à la définition du diamètre d'un faisceau gaussien, soit en prenant plus simplement la largeur à mi-hauteur. Cette deuxième méthode a l'avantage de conduire à des barres d'erreurs plus faibles (le signal étant moins proche du niveau de bruit) tout en conservant les variations relatives de largeur entre les cibles. Les diamètres mesurés selon ces deux méthodes en fonction de la cible sont représentés en figure 3.17 (b).

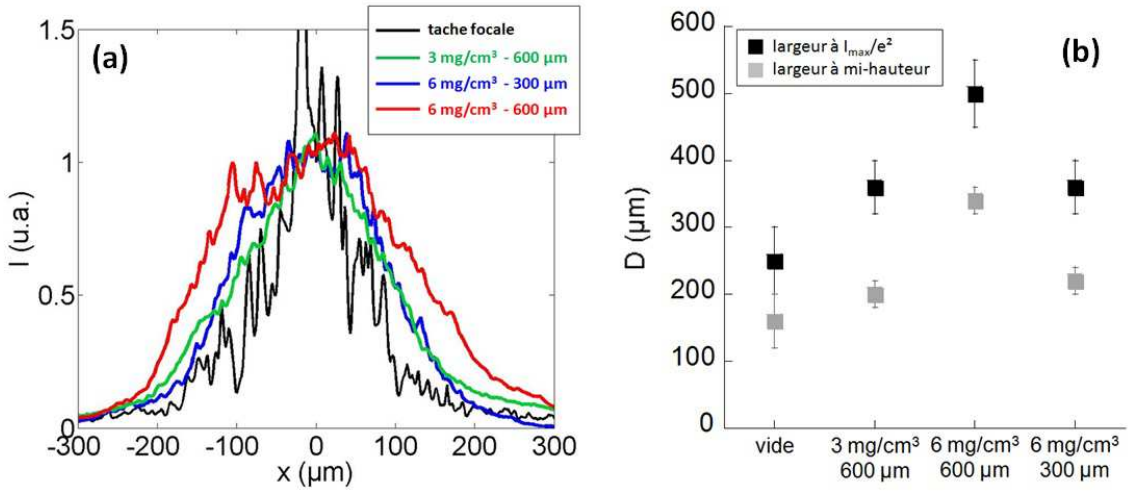


FIGURE 3.17 – (a) Profils transverses (intégrés sur une largeur de 50 μm selon l'axe y) d'intensité normalisés (à leur maximum obtenu par fit gaussien) obtenus à partir des images en transmission de la figure 3.16. (b) Largeur à I_{max}/e^2 et largeur à mi-hauteur déduites des profils précédents.

Dans le cas du tir à vide, on mesure une largeur à I_{max}/e^2 de (250±50) μm, proche de la valeur attendue au foyer pour nos optiques de focalisation (et RPP). Après propagation à travers des mousses de 3 mg/cm^3 - 600 μm et 6 mg/cm^3 - 600 μm, on trouve des largeurs de tache de (360±40) μm et (500±50) μm respectivement. A longueur de mousse constante, on constate donc une augmentation du diamètre du faisceau en champ lointain avec la densité de la cible. Pour la cible de 6 mg/cm^3 - 300 μm, la largeur mesurée est de (360±40) μm. On retrouve alors la valeur du cas 3 mg/cm^3 - 600 μm.

3.3.3 Bilan d'énergie

Sur la figure 3.18, on représente graphiquement les mesures de taux de rétrodiffusion Raman et Brillouin, ainsi que les taux de transmission mesurés, pour les cibles de 3 mg/cm^3 - 600 μm, 6 mg/cm^3 - 300 μm et 6 mg/cm^3 - 600 μm. On présente également ces résultats pour une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm non préformée, signalée par un fond vert car non directement comparable. Les taux de transmission mesurés ont été ajoutés aux taux de rétrodiffusion afin d'effectuer un bilan d'énergie.

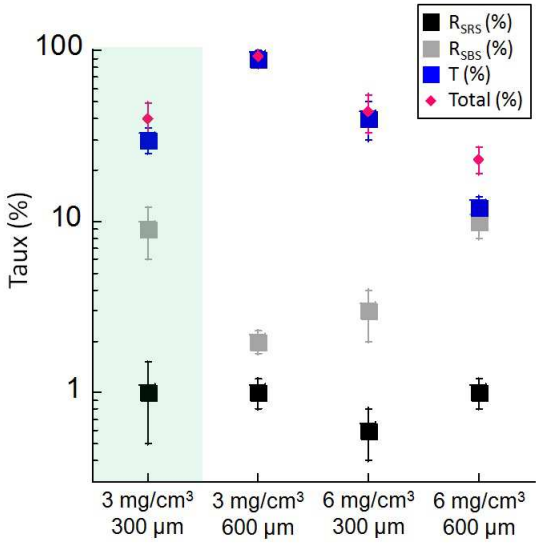


FIGURE 3.18 – Taux de rétrodiffusion et de transmission mesurés pour les différentes cibles et bilan global d'énergie

Dans le cas de la mousse non préformée, le bilan est d'environ 40%. La majorité de l'énergie laser est ainsi utilisée pour créer et chauffer le plasma. Pour les mousses préformées, la transmission chute lorsque la longueur ou la densité de la mousse augmente. En revanche, si le bilan est proche de 100% dans le cas de la mousse 3 mg/cm^3 - 600 μm, on constate que pour les densités plus élevées, la valeur de l'énergie totale mesurée diminue. On trouve ainsi un total de 50% pour la mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm et de 25% pour la mousse de 6 mg/cm^3 - 600 μm.

3.3.4 Discussion des résultats

Nous allons ici commenter plus en détail les résultats précédemment exposés et en tirer des conclusions quant à, d'une part, la localisation et la coexistence des instabilités au sein du plasma, et d'autre part, sur l'effet des caractéristiques de la mousse sur le développement de ces instabilités.

Localisation des instabilités

Etant donné que les simulation hydrodynamiques des plasmas de mousse ne sont pas fiables, il peut être délicat de donner des interprétations fines des spectres. Ceci dit, nous allons voir qu'il est tout de même possible de tirer un certain nombre de conclusions, moyennant quelques hypothèses.

Nous avons vu précédemment (partie 3.2) que l'ionisation des mousses mettait un temps fini à se mettre en place. En conséquence, pendant cet intervalle de temps, la cible est composée d'une partie solide, avant le front d'ionisation, et à l'arrière de celui-ci, d'une partie à l'état de plasma, dont nous allons proposer une description simplifiée . Cette description nous servira ensuite de base afin d'interpréter au mieux les spectres que nous avons mesurés.

Comme il a été montré dans la partie 3.2, la vitesse de propagation du front d'ionisation dans la mousse est bien supérieure à la vitesse de propagation c_s des perturbations hydrodynamiques du plasma. Il existe donc au sein de ce dernier une zone où le fluide ne subit pas de perturbation hydrodynamique, l'extension de cette zone étant donnée par $(v_f - c_s)t$. Dans cette région, le plasma est au repos et la densité est homogène, donnée par la relation 2.8, soit $0.24n_c$ dans le cas d'une mousse de 3 mg/cm^3 et $0.48n_c$ dans le cas d'une mousse de 6 mg/cm^3. Ce plasma va donc se détendre dans le vide, tout en étant alimenté en énergie par l'impulsion laser. Pour les densités considérées, $\nu_{ei}/\omega_{pe} \sim 10^{-4}$ si bien que le plasma peut être considéré comme faiblement collisionnel. Dans ce cas, nous pouvons faire l'hypothèse d'une expansion isotherme [41, 42, 22]. Les expressions de la vitesse d'expansion du plasma v_{exp} et de la densité électronique sont alors données par :

$$\frac{v_{exp}}{c_s} = 1 + \frac{x}{c_s t} \tag{3.28}$$

$$\frac{n_e}{n_c} = \frac{n_0}{n_c} exp\left(-\frac{v_{exp}}{c_s}\right) \tag{3.29}$$

n_0/n_c étant la densité du plasma dans la zone au repos et l'axe x étant l'axe de propagation du laser, dont l'origine est prise au niveau de la face avant de la mousse. Les profils de densité correspondants sont représentés pour une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm, t variant de 0.1 (on ne traite pas la phase d'ionisation et de chauffage du plasma) à 0.5 ns dans la figure 3.19, pour une température de 1 keV. Après 0.7 ns, le front d'ionisation débouche en face arrière de la cible et l'expansion se fait

des deux côtés. En appliquant le modèle précédent à la face arrière, on trouve que les deux ondes de raréfaction se rejoignent à t = 1 ns environ. Dans le cas d'une mousse deux fois plus longue, ce temps est de 2 ns. Il est de 1.5 ns et 2.5 ns pour des mousses de 6 mg/cm^3 de longueur 300 μm et 600 μm respectivement. A partir de cet instant, on ne peut plus appliquer notre modèle simple pour décrire l'expansion. Pour la mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm, ce modèle peut s'appliquer durant le temps de l'émission Brillouin, qui intervient entre t = 0 ns et t = 0.7 ns.

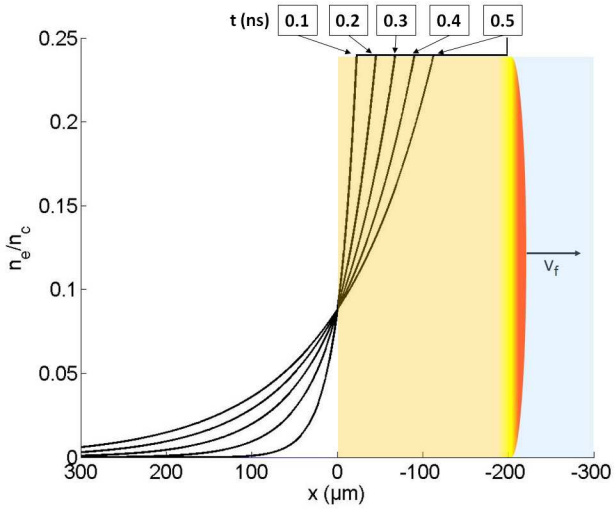


FIGURE 3.19 – Profils de densités à différents instants obtenus en appliquant un modèle d'écoulement auto-semblable à une mousse de 3 mg/cc 300 μm

Les équations 3.24, 3.28 et 3.29, permettent d'exprimer la valeur du décalage spectral attendu en fonction de la position de l'instabilité x_{SBS} dans le plasma :

$$\Delta\lambda(t) = \frac{2\lambda_0}{c}\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}(x_{SBS})}\frac{x_{SBS}(t)}{t} \tag{3.30}$$

La valeur de $\Delta\lambda$ varie très peu avec la densité électronique : une variation de 50% sur la densité électronique induit une variation inférieure à 10% sur le décalage spectral. Pour nos valeurs, cela correspond à une variation inférieure à 1 $\mathring{A}$, soit moins que notre résolution spectrale. Dans notre calcul, on peut donc arbitrairement fixer la valeur de la densité électronique à $n_e = n_0$ sans trop affecter le résultat. Sous ces hypothèses, la position en fonction du décalage spectral s'exprime simplement

$$x_{SBS}(t) = \frac{\Delta\lambda(t)}{2\lambda_0} \frac{c}{\sqrt{1-\frac{n_0}{n_c}}} t \tag{3.31}$$

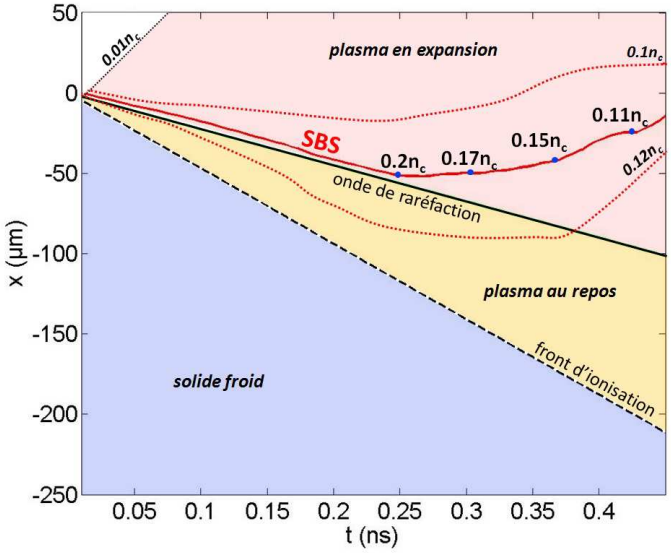


FIGURE 3.20 – Localisation du SBS dans le profil auto-semblable à partir du décalage spectral mesuré

Sur la figure 3.20, on a tracé la position x_{SBS} de la zone d'activité Brillouin au cours du temps, à partir du spectre de la figure 3.12 (a) . La valeur de $\Delta\lambda$ utilisée dans l'équation 3.31 est prise au maximum du signal, à chaque instant. L'espace entre les deux lignes rouges pointillées correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre que nous définirons comme la largeur de la zone d'émission. A partir de l'équation 3.28, on peut connaître la position de l'onde de raréfaction qui remonte le plasma. En effet, au niveau de cette onde, on a $v_{exp} = 0$ ce qui conduit à $x = -c_s t$. Cette droite est également tracée sur la figure 3.20, ainsi que la droite $x = -v_{ft} t$ qui représente la propagation du front d'ionisation. Ces deux droites délimitent ainsi les trois domaines de la cible dont nous avons parlé plus haut (page 93). On peut voir que le maximum de l'émission Brillouin se situe aux alentours du front de l'onde de raréfaction pendant 0.25 ns. Après, ce maximum se déplace vers les zones de plus faible densité, c'est à dire, vers l'avant du plasma.

Dans le cas des cibles préformées (figure 3.13), il faut distinguer différentes situations . Dans le cas des cibles 3 mg/cm^3 - 600 μm et 6 mg/cm^3 - 600 μm, le modèle de détente auto-similaire montre que les ondes de détente des deux faces de la mousse se rejoignent à t = 1.9 ns et t = 2.4 ns respectivement soit après la fin de l'émission Brillouin. Dans le cas de la mousse, 6 mg/cm^3 - 300 μm, cet événement a lieu juste avant le début de l'émission (t = 1.3 ns). Dans ce dernier cas, on s'attend à

la formation d'un profil de densité de forme parabolique, dont la densité maximale décroit au cours du temps, comme dans le cas d'une feuille mince explosée. Or, les spectres (figure 3.15) des trois mousses sont similaires et leur forme n'est pas corrélée avec ce changement d'hydrodynamique. Ceci pousse à penser que le Brillouin se produit bien en avant de la zone de densité maximale. Cette hypothèse est corroborée par le fait que les spectres s'étendent très peu vers le rouge, au regard de la température électronique estimée du plasma. Si on laisse de côté la première composante très large des spectres, on constate avec le temps un décalage de plus en plus prononcé vers le bleu, sauf dans le cas de la mousse de 3 mg/cm^3 où l'émission s'arrête relativement tôt. Les décalages observés correspondent à des vitesses d'expansion de l'ordre de $1.5c_s$. Que se soit dans les mousses préformées où non préformées, les observations plaident donc pour une localisation de l'activité Brillouin très en avant du plasma ($n_e/n_c < 0.1$).

Les spectres Raman (figures 3.12 (b) et 3.15) semblent plus sensibles au changement de l'hydrodynamique. Dans le cas des cibles 3 mg/cm^3 - 300 μm et 6 mg/cm^3 - 300 μm, ce changement intervient avant le début du signal Raman (t = 1 ns et t = 1.3 ns respectivement). On observe alors simplement un spectre qui se décale vers les courtes longueurs d'ondes, ce qui correspond à une densité qui diminue au cours du temps d'après l'expression 3.25. Par ailleurs, on observe également une coupure franche aux courtes longueurs d'onde (700 nm pour la mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm et 720 nm pour la mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm). Pour les cibles 3 mg/cm^3 - 600 μm et 6 mg/cm^3 - 600 μm, le changement d'hydrodynamique intervient après la fin du signal dans le premier cas (t = 1.9 ns) et pendant le signal dans le second (t = 2.4 ns). L'émission Raman commence alors dès le début de l'impulsion et présente un comportement relativement difficile à interpréter. Par ailleurs, on ne distingue pas de coupure nette à faible longueur d'onde. La présence d'une seconde composante dans le spectre de la cible à plus forte densité semble corrélé temporellement avec le changement d'hydrodynamique.

L'expression 3.25 ainsi que la présence d'une coupure à courte longueur d'onde peut nous renseigner sur les conditions plasma dans lesquelles se développe le Raman. En considérant la longueur d'onde maximale du spectre, on a en effet accès à la densité électronique maximale à laquelle se produit l'instabilité Raman. D'autre part, la coupure parfois observée aux courtes longueurs d'onde, compte tenu de la température estimée des mousses, est compatible avec l'effet Landau. Ce dernier devient important pour des valeurs du paramètre $k_{EPW}\lambda_D$ de l'ordre de 0.3. Sachant cela, on peut obtenir une évaluation plus fine de la température électronique.

A partir des spectres présentés sur les figure 3.12 (b) et 3.15, on a tracé sur la figure 3.21 l'évolution temporelle de la densité maximale à laquelle se produit le Raman et la température électronique déduite de la coupure Landau. Dans le cas où cette coupure n'est pas visible, on présente une température maximale, obtenue en considérant la longueur d'onde la plus courte du spectre. Les courbes de la figure 3.21 (a) correspondent aux mousses non préformées et les courbes de la figure 3.21 (b) correspondent aux mousses préformées.

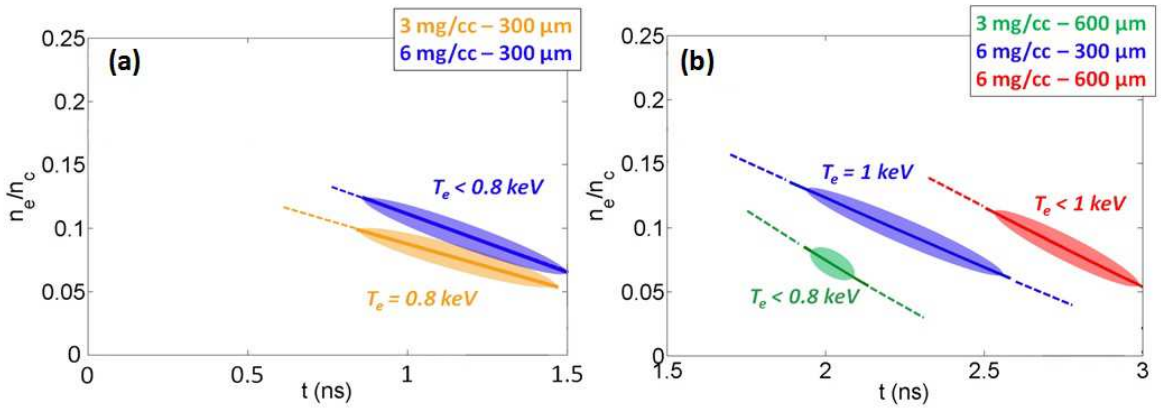


FIGURE 3.21 – Evolutions temporelles de la densité maximale à laquelle se produit le SRS et de la température électronique, déduites des coupures à haute et basse longueur d'onde des spectres Raman (a) pour des mousses non préformées et (b) pour des mousses préformées.

Conformément à la variation de l'absorption laser avec la densité électronique (équation 3.18), les mousses de 6 mg/cm^3 ont des températures plus élevées ($\approx$ 1 keV) que les mousses de 3 mg/cm^3 ($\approx$ 0.8 keV). Compte tenu de l'incertitude sur la longueur d'onde de coupure, ces températures sont connues à 0.1 keV près. Dans le cas des mousses 6 mg/cm^3, la coupure aux grandes longueurs d'onde montre une densité maximale supérieure à 0.1n$_c$ dans la région d'émission du Raman, tandis qu'elle ne dépasse pas 0.08n$_c$ dans le cas de la cible 3 mg/cm^3, sauf quand la cible n'est pas préformée, où l'on s'attend effectivement à des densités plus grandes (0.1n$_c$).

Jusqu'à présent nous n'avons pas évoqué le rôle de l'instabilité de filamentation. Rappelons que cette dernière devient importante lorsque l'intensité moyenne du faisceau excède la puissance critique, définie par l'expression 3.15. Ainsi, la tendance à filamenter d'un speckle à l'intensité moyenne (contenant la puissance moyenne P) est pour nos conditions (tableau 2.1) gouvernée par le paramètre :

$$\frac{P}{P_c} = \frac{8.2}{T_e} \frac{\frac{n_e}{n_c}}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \tag{3.32}$$

Ce paramètre est représenté dans la figure 3.22 en fonction de la densité électronique, pour des températures de 1 keV et 0.8 keV correspondant aux cas des cibles de 6 mg/cm^3 et 3 mg/cm^3 respectivement.

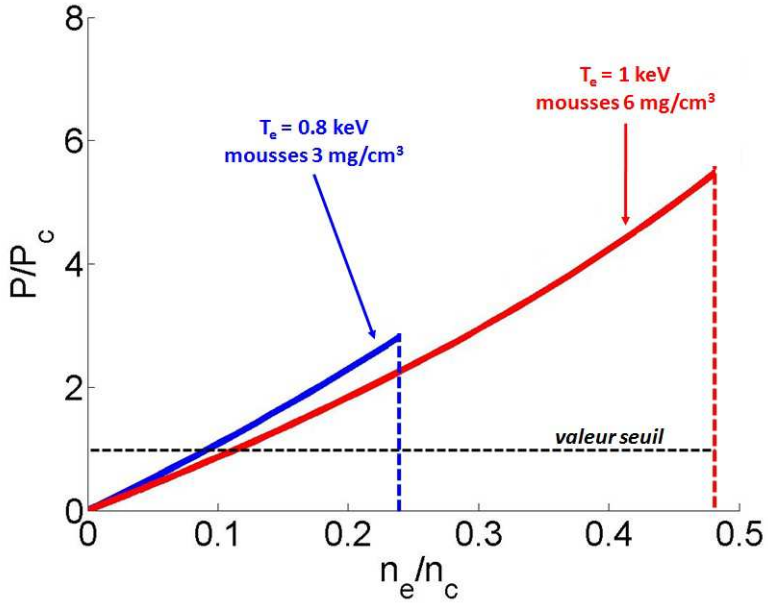


FIGURE 3.22 – Paramètre P/P_c pour un speckle à l'intensité moyenne du faisceau d'interaction en fonction de la densité électronique du plasma. La courbe bleue est obtenue pour T_e = 0.8 keV correspondant au cas des mousses 3 mg/cm^3 et la courbe rouge pour T_e = 1 keV correspondant au cas des mousses 6 mg/cm^3.

Dans le cas des mousses 3 mg/cm^3 - 300 μm et 3 mg/cm^3 - 600 μm, nous avons vu (page 95) que la densité maximale de $0.24n_c$ était présente pendant la première moitié du faisceau d'interaction environ, avant la formation du profil de densité parabolique. Dans ce cas, le faisceau rencontre l'ensemble des densités électroniques de la courbe bleue. On voit alors qu'à partir de $0.1n_c$ et jusqu'à la densité maximale, le faisceau va avoir tendance à filamenter, le paramètre P/P_c variant de 1 à 3 sur cette plage. De même, dans le cas de la mousse 6 mg/cm^3 - 600 μm, la densité maximale de $0.48n_c$ est présente pendant une partie de la durée faisceau d'interaction. Entre $0.1n_c$ et la densité maximale, P/P_c varie de 1 à 5.5. En revanche, dans le cas de de la mousse 6 mg/cc - 300 μm, la densité maximale à l'arrivée du faisceau d'interaction est inférieure à sa valeur nominale de $0.48n_c$. On s'attend dans ce cas là à des valeurs de P/P_c plus proches des cas 3 mg/cm^3.

Une instabilité de filamentation marquée au sein d'un faisceau laser conduit à un éclatement angulaire de ce dernier [43, 40, 44, 45, 46]. En général, cet éclatement angulaire s'accompagne d'un élargissement spatial du faisceau en champ lointain après propagation dans le plasma [47]. Ainsi, les estimations de P/P_c que nous venons de faire sont qualitativement en accord avec les variations de diamètre de faisceau présentées en figure 3.17. On en conclut donc que les mousses de 3 mg/cm^3 - 600 μm et 6 mg/cm^3 - 300 μm sont le siège d'une filamentation modérée, tandis qu'elle est plus forte dans le cas de la mousse 6 mg/cm^3 - 600 μm. Dans tous les cas, les valeurs calculées

de P/P_c montrent que pour des densités inférieures à $0.1n_c$, qui est typiquement le domaine de la rétrodiffusion Raman, la filamentation ne joue pas de rôle, hormis peut-être dans les speckles les plus intenses. En ce qui concerne l'activité Brillouin, nous avions vu plus haut qu'elle était localisée très en avant du plasma, alors qu'au contraire, le gain est plus élevé à forte densité. Les expériences passées sur la rétrodiffusion Brillouin montrent que cette observation est très générale [48, 49, 50]. L'interprétation souvent associée à cette localisation est celle d'une inhibition du Brillouin à plus forte densité par le phénomène d'incohérence induite par plasma, effet qui est en général associé à l'instabilité de filamentation. Nous n'étudierons pas d'avantage ce problème d'incohérence induite ici, il sera détaillé dans le chapitre 5.

Ces faits établis, revenons maintenant sur le bilan d'énergie que nous avions fait au paragraphe 3.3.3, page 92. Nous avions alors montré que l'énergie manquante peut être associée tout d'abord à une augmentation de l'absorption avec la densité. Pour estimer cette absorption, nous nous plaçons au temps où, dans notre modèle hydrodynamique, les ondes de raréfaction associées à l'expansion des deux faces de la cible se rejoignent et nous assimilons le profil de densité à un profil de type exponentiel allant jusqu'à la densité nominale de la mousse. La longueur de gradient de ce profil est alors déterminée par $c_s t$. On considère ensuite que ce profil n'évolue pas pendant le reste de l'impulsion. Dans la réalité, la densité va diminuer entrainant une baisse de l'absorption : notre calcul surestime donc un peu la valeur de cette dernière. Sur la figure 3.23, on a reporté le taux d'absorption ainsi calculé, ainsi que l'énergie manquante dans le bilan, en fonction de la cible. On constate un accord qualitatif entre les deux séries de points et la surestimation de l'absorption par notre méthode est bien visible. Les variations dans le bilan d'énergie en fonction de la cible s'expliquent donc bien par un changement dans l'absorption laser (les taux de rétrodiffusion toujours inférieurs à 10 % influent peu). Par ailleurs, on peut également se poser la question de la quantité d'énergie hors du champ de détection de nos diagnostics. En transmission, nous avons un peu plus haut mis en évidence un éclatement du faisceau associé à la filamentation. Sous l'hypothèse que l'éclatement angulaire est relié de manière simple à l'élargissement de la tache laser (relation d'optique géométrique, ouverture proportionnelle au diamètre), on peut supposer que le faisceau voit au maximum son ouverture doubler (élargissement d'un facteur deux de la tache au maximum - figure 3.16) après propagation dans le plasma. Or, le diagnostic en transmission collecte deux fois l'ouverture du faisceau. En conséquence, sous ces hypothèses, l'énergie non détectée doit être négligeable. En rétrodiffusion, les diagnostics ne collectent que la lumière diffusée dans l'ouverture du faisceau. Ainsi, une forte diffusion à angle ne serait pas collectée. Cette hypothèse est néanmoins peu probable étant donné les faibles taux de rétrodiffusion mesurés (le gain des instabilités chute lorsque l'on s'éloigne de la géométrie de pure rétrodiffusion). Ces considérations semblent raisonnables étant donné le bon accord entre le calcul d'absorption et notre bilan d'énergie expérimental.

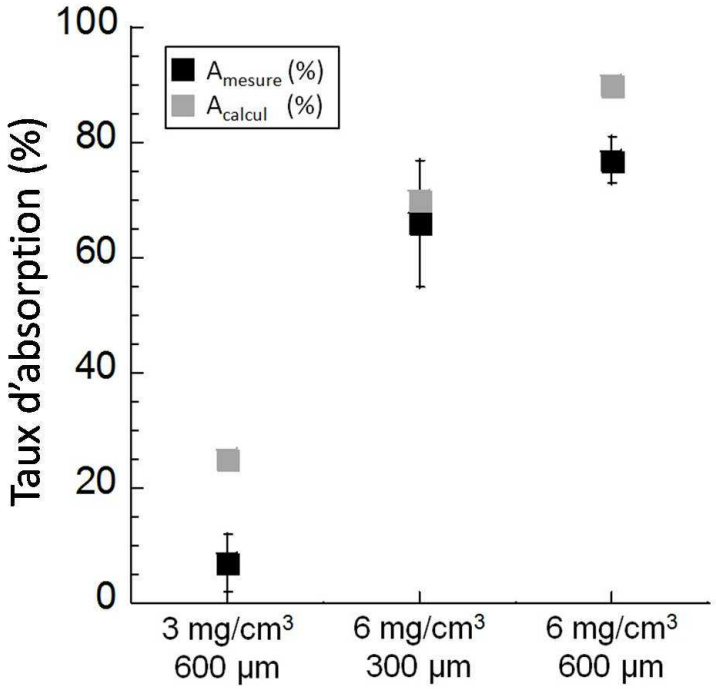


FIGURE 3.23 – Absorption collisionnelle calculée comparée à l'énergie manquante dans le bilan en fonction de la cible.

Quels régimes de croissance pour les instabilités Raman et Brillouin ?

Une des premières questions que l'on se pose lors de l'étude des instabilités est celle du régime de croissance dans lequel elles se trouvent. En effet, une instabilité peut présenter des comportements très différents selon qu'elle se trouve en régime convectif ou absolu, notamment du point de vue de la réflectivité. L'étude de cette question amène ensuite à se pencher sur le problème de la saturation.

Sur la figure 3.24, on a tracé les seuils en intensité pour les instabilités convectives et absolues, dans le cas des rétrodiffusion Raman et Brillouin, en fonction de la densité électronique. Ils ont été estimés pour une température électronique de 1 keV et pour un plasma considéré comme homogène et infini.

Pour les deux instabilités, on constate tout d'abord que notre intensité laser est bien supérieure aux seuils convectifs, et ce quelle que soit la densité considérée. En effet, en dehors des cas où nous avons fortement diminué l'intensité, nous avons toujours observé de la rétrodiffusion, quelle que soit la cible utilisée. La question est donc ramenée à celle du seuil absolu.Etant donné la grande sensibilité de l'instabilité Raman aux profils de densité électronique, et compte tenu des variations que nous avons constaté sur les spectres, nous allons considérer trois situations à étudier. Le premier cas est celui d'un profil de type exponentiel allant jusqu'à la densité maximale de la mousse, ce qui correspond aux cas de la mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm non préformée et à celui de la mousse 3 mg/cm^3

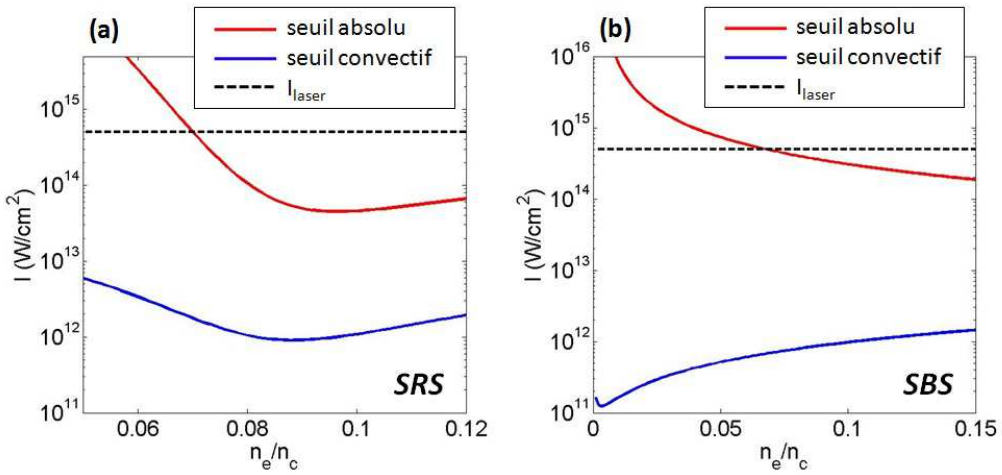


FIGURE 3.24 – Seuils convectifs (bleu) et absolu (rouge) pour les instabilités de rétrodifusion Raman (a) et de rétrodiffusion Brillouin (b) en fonction de la densité électronique pour une température de 1 keV.

- 600 μm préformée. La deuxième situation correspond à un profil de densité de type parabolique, où l'on suppose que l'instabilité Raman se localise proche du sommet du profil et où ce dernier a une densité très inférieure à $n_c/4$. Cette situation correspond au cas de la mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm préformée. Enfin, nous aurons un cas intermédiaire où la nature du profil change au cours de l'impulsion, comme pour la mousse de 6 mg/cm^3 - 600 μm préformée.

Dans le premier cas, si l'on exclut la présence d'inhomogénéités à courte échelle dans le profil de densité, la théorie prédit que l'instabilité ne peut pas être de nature absolue. Les ondes filles sont alors amplifiées spatialement sur la longueur caractéristique L du profil de densité. Le facteur d'amplification dans ce cas, dit de Rosenbluth, vaut [29, 51] $\exp(A_{Ros})$ avec :

$$A_{Ros} = 2.3 \times 10^{-17} I_{[W/cm^2]} L_{[\mu m]} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \frac{k_{EPW}^2}{k_{SRS}} \tag{3.33}$$

Dans notre cas, L est de l'ordre de $c_s t$. Sur le domaine spectral considéré, qui correspond à peu près à des densités électroniques comprises entre $0.05 n_c$ et $0.1 n_c$, la valeur de A_{Ros} varie peu avec la densité électronique. On pourra donc fixer cette dernière pour le calcul. Les faibles valeurs de densité auxquelles se produit l'instabilité permet également de négliger l'absorption collisionnelle et de prendre pour intensité celle du faisceau dans le vide.

Au final, la variable qui contrôle l'évolution du gain sera donc L, c'est à dire indirectement, le temps. L'évolution temporelle de $\exp(A_{Ros})$ est représentée graphiquement en figure 3.25. Pour ce calcul, la densité électronique a été fixée à sa valeur maximale, soit $0.1n_c$. Cela signifie entre autres que le facteur d'amplification est un peu surestimé aux temps longs, où la densité électronique associée à l'instabilité est plus faible.

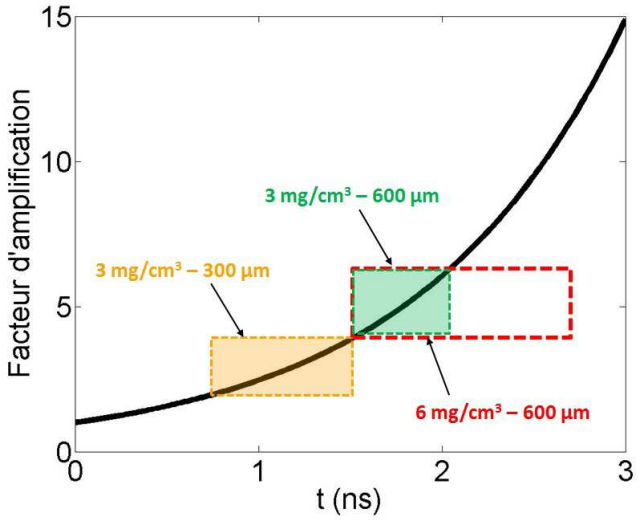


FIGURE 3.25 – Facteur d'amplification des ondes filles de l'instabilité de rétrodiffusion Raman calculé à partir de 3.33 en fonction du temps pour $T_e = 1$ KeV et $n_e/n_c = 0.1$, dans le cas d'un profil de densité de type exponentiel. Les rectangles de couleur représentent l'intervalle temporel dans lequel une émission Raman est détectée pour les différentes cibles concernées.

Le facteur d'amplification calculé est compris entre 2 et 4 pour la mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm et entre 4 et 6 pour les mousses de 3 et 6 mg/cm^3 - 600 μm. Compte tenu du fait que l'instabilité croît à partir d'un signal correspondant à une réflectivité de typiquement 10^{-8}, on ne devrait pas pouvoir mesurer de signal pour de si faibles facteurs d'amplification. En conséquence, il faut admettre que l'instabilité se trouve dans un régime absolu. Ceci est possible lorsque le profil de densité présente des modulations de courte longueur d'onde. Plus précisément, l'instabilité peut devenir absolue si cette longueur l vérifie :

$$l < 3^{3/2} \frac{\gamma_0}{\sqrt{v_{g,SRS} v_{g,EPW}} \kappa'} \tag{3.34}$$

avec par ailleurs

$$\frac{\gamma_0}{\omega_0} = 4.27 \times 10^{-10} I^{1/2}_{[W/cm^2]} \lambda_{0[\mu m]} \left(\frac{\frac{n_e}{n_c}}{1 - \frac{n_e}{n_c}} \right)^{1/4} \tag{3.35}$$

$$\kappa' = \frac{1}{3} \frac{1}{(k_{EPW} \lambda_D)^2} \frac{1}{L^2} \tag{3.36}$$

où $v_{g,SRS}$ et $v_{g,EPW}$ sont les vitesses de groupes de l'onde rétrodiffusée et de l'onde plasma électronique, dont les expressions sont facilement dérivables des relations de dispersion 3.3 et 3.4. κ' permet de prendre en compte l'effet du désaccord à la résonance qui intervient lorsque l'on s'éloigne du point de résonance parfaite, du fait de l'inhomogénéité du profil. Il est calculé à partir de la fonction de désaccord linéaire $\Delta k(z) = k_0(z) - k_{EPW}(z) - k_{SRS}(z)$, où z représente la position le long de l'axe de propagation du laser. Le calcul de κ' est effectué de manière détaillée dans [52]. Pour nos conditions, on trouve que l doit être inférieur à quelques microns (selon la longueur de profil que l'on considère). Les fluctuations de densité induites par l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin satisfont ce critère puisque leur longueur d'onde vaut approximativement $\lambda_0/2$ soit 0.25 μm. Cette situation est en particulier fortement envisageable dans le cas des mousses préformées de 3 et 6 mg/cm^3 - 600 μm où le Raman et le Brillouin se produisent simultanément.

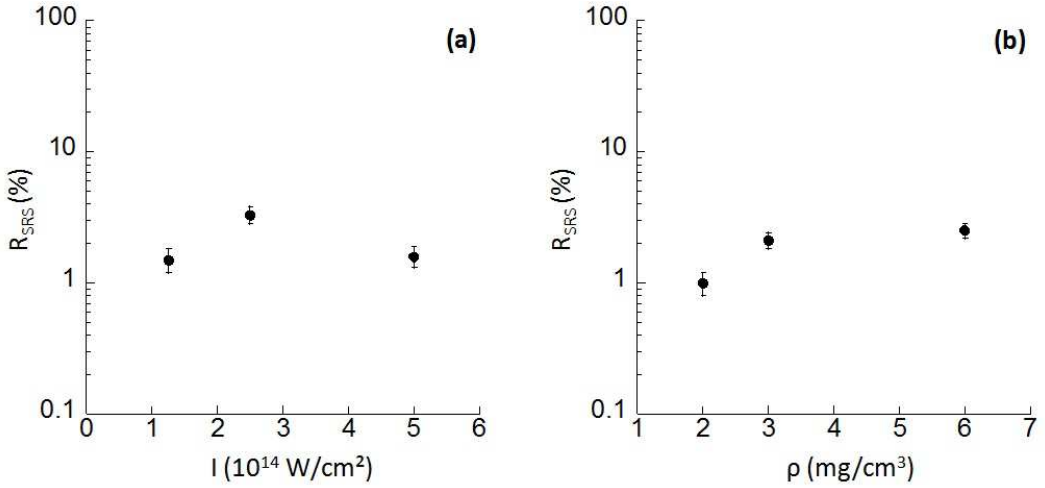


FIGURE 3.26 – Réflectivités Raman intégrées pour (a) des mousses 3 mg/cm^3 - 600 μm et une intensité croissante (b) des mousses de 600 μm et de densité croissante.

La figure 3.26 montre la relative invariance de la réflectivité Raman vis-à-vis de l'intensité laser (pour des cibles de 3 mg/cm^3 - 600 μm) (a) ou de la densité initiale de la cible (2, 3 et 6 mg/cm^3 - 600 μm) (b). Or, le gain de l'instabilité Raman augmente avec l'intensité et la densité électronique. Le fait que la réflectivité reste toujours de l'ordre de 2 % dans tous ces cas indique une probable saturation de l'instabilité, inaccessible pour la faible amplification convective calculée plus haut mais certaine dans le cas d'un régime absolu. La réflectivité étant tout de même faible, la saturation doit intervenir pour un niveau d'amplitude des ondes filles relativement bas. Les processus qui gouvernent la saturation des ondes dans les mousses sont au-delà des ambitions de ce manuscrit et nous n'irons pas plus loin que ces constatations.

Pour un profil de type parabolique, l'instabilité Raman peut être de nature absolue si elle vérifie la condition [29] $\gamma_0 > \max(\gamma_{0,\mathrm{inh}}, \gamma_{0,\mathrm{abs}})$, avec :

$$\frac{\gamma_0}{\omega_0} = 4.27 \times 10^{-10} I^{1/2}_{[W/cm^2]} \lambda_{0[\mu m]} \left(\frac{\frac{n_e}{n_c}}{1 - \frac{n_e}{n_c}} \right)^{1/4} \tag{3.37}$$

$$\frac{\gamma_{0,abs}}{\omega_0} = 5.2 \times 10^{-12} I^{1/2}_{[W/cm^2]} \lambda^2_{0[\mu m]} \frac{T^{1/2}_{e[keV]}}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/4}} \frac{k^{3/2}_{EPW}}{k^{1/2}_{SRS}} \tag{3.38}$$

$$\frac{\gamma_{0,inh}}{\omega_0} = 5.6 \times 10^{-2} \left(\frac{\lambda_{0[\mu m]}}{L_{[\mu m]}} \right)^{2/3} \left(\frac{\frac{{n_e}^3}{n_c}}{1 - \frac{n_e}{n_c}} \right)^{1/4} T^{1/6}_{e[keV]} \tag{3.39}$$

où L est la largeur caractéristique du profil parabolique, donnée approximativement par $2c_s\Delta t$, Δt correspondant au temps écoulé depuis la formation de ce profil. γ_0 est le seuil que doit dépasser la constante de couplage $\gamma_{0,\mathrm{abs}}$ en plasma homogène pour autoriser une instabilité absolue. $\gamma_{0,\mathrm{inh}}$ prend en compte le fait que l'inhomogénéité du profil de densité peut conduire à abaisser la valeur du seuil.

Dans le cas où cette condition n'est pas vérifiée, les ondes filles subissent de l'amplification spatiale sur la longueur L. Pour les longueurs d'onde qui nous intéressent (>750 nm), on a $\gamma_0 \approx 3 \times 10^{-3}$ et $\max(\gamma_{0,\mathrm{inh}}, \gamma_{0,\mathrm{abs}}) \approx 5 \times 10^{-4}$ en valeurs normalisées à ω_0. Les conditions sont donc satisfaites pour que l'instabilité se trouve en régime absolu.

Dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin, la figure 3.24 montre que l'intensité laser est supérieure au seuil absolu pour les densités supérieures à $0.08n_c$. Cependant, l'écart au seuil est moins franc que

pour la rétrodiffusion Raman. Par ailleurs, nous avons vu que la région d'émission Brillouin était en expansion. La présence de cette vitesse d'expansion élève le seuil de l'instabilité absolue dans le cas d'une vitesse subsonique et interdit l'instabilité absolue dans le cas d'une vitesse supersonique [29]. Pour nos cibles, l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin sera donc dans un régime convectif, du moins en ce qui concerne la deuxième composante identifiée sur les spectres. L'amplitude des ondes filles doit donc croître proportionnellement à l'exponentielle du gain et à la longueur d'amplification, cette dernière correspondant à la longueur de plasma sur laquelle les conditions de seuils sont satisfaites. Etant donné que le seuil est dépassé sur tout le domaine de densité électronique, la longueur d'amplification est vraisemblablement limitée par la longueur des speckles. En conséquence, elle est identique pour toutes les cibles. Le niveau d'amplification est donc conditionné par la densité électronique (la température est sensiblement la même d'une cible à l'autre comme nous l'avons vu).

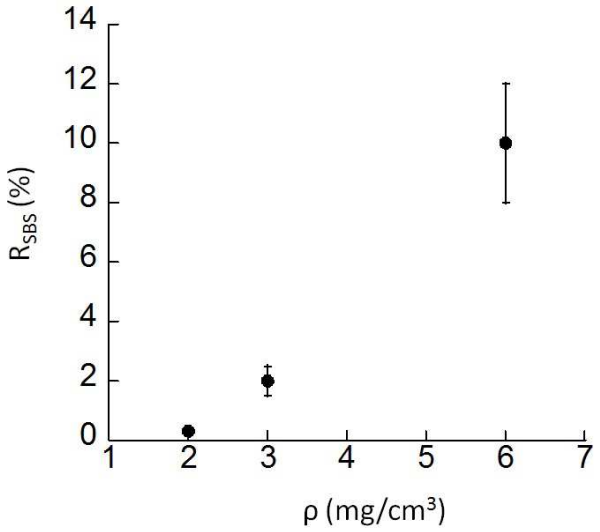


FIGURE 3.27 – Réflectivités instantanées obtenues pour une série de mousses de densité croissante : 2 mg/cm^3, 3 mg/cm^3 et 6 mg/cm^3.

La figure 3.27 montre les courbes de réflectivité Brillouin pour une série de cibles 600 μm de densité croissante : 2 mg/cm^3, 3 mg/cm^3 et 6 mg/cm^3 . On peut voir que la réflectivité augmente avec la densité de la cible, conformément à la variation du gain avec la densité électronique ($G_{SBS} \propto n_e/n_c(1-n_e/n_c)^{-1/2}$). En revanche, la présence d'une composante de courte durée et de large spectre en tout début du faisceau d'interaction ne trouve pour le moment toujours pas d'interprétation.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'interaction laser-plasma dans des cibles de mousses de faible densité. Cette analyse avait pour but principal de préparer l'étude de l'interaction dans le cas des cibles composées, en caractérisant au maximum les processus à l'œuvre dans les cibles de mousses.

3.4.1 Principales observations

L'étude de l'ionisation des mousses a montré un bon accord entre les mesures expérimentales et un modèle récemment développé. Par ailleurs, il ressort que pour ces matériaux, une description classique de l'ionisation, en considérant un milieu initialement homogène, n'est pas valable. Ce point rend délicat l'interprétation des mesures à l'aide des simulations hydrodynamiques effectuées pour ces cibles.

Néanmoins, l'utilisation d'un modèle simple pour la description de l'hydrodynamique a permis de mettre à jour les aspects importants de l'interaction dans les cibles de mousse. D'une part, que la cible soit préformée ou non, les instabilités de rétrodiffusion Raman et Brillouin sont localisées dans le plasma d'expansion de la cible, vers les faibles densités. Les mesures en transmission, mettant en évidence un éclatement plus ou moins important du faisceau d'interaction, sont en bon accord avec les estimations des seuils de filamentation pondéromotive. Cette dernière, compte tenu des densités électroniques nécessaires à son apparition, ne semble pas pouvoir jouer de rôle significatif sur l'instabilité Raman. En revanche, elle est susceptible d'influencer sensiblement la rétrodiffusion Brillouin via le mécanisme d'incohérence induite qui sera étudié ultérieurement.

Les taux mesurés en rétrodiffusion et en transmission sont en bon accord avec notre estimation de l'absorption par Brehmsstrahlung inverse, confirmant une température électronique proche de 1 keV, en bon accord avec les mesures de rayonnement X. Ceci est également confirmé par les spectres Raman des mousses de plus faible densité qui présentent une coupure Landau compatible avec cette température. L'ensemble de ces caractérisations en densité et en température, dans les limites de notre description de l'hydrodynamique, nous ont permis d'évaluer les seuils convectifs et absolus pour les instabilités de rétrodiffusion Brillouin et Raman. Il ressort alors que l'instabilité Brillouin se trouve en régime convectif, tandis que l'instabilité Raman, loin de la coupure Landau, se trouve en régime absolu.

3.4.2 Ce qu'il faut retenir en vue de l'étude des cibles composées

La longueur et la densité de la mousse déterminent le type de profil rencontré par le faisceau d'interaction et consituent donc un paramètre clé pour l'interaction. Selon les cas, il sera :

- de type exponentiel durant toute la durée l'impulsion,
- de type parabolique pendant toute la durée de l'impulsion,
- passant du premier type de profil au second au cours de l'impulsion.

L'instabilité de rétrodiffusion Brillouin est en régime convectif tandis que l'instabilité de rétrodiffusion Raman est en régime absolu sur une grande partie de son domaine de densité. Les deux instabilités sont localisées à l'avant du plasma.

La température relativement élevée des mousses sur un large domaine de densité induit un régime d'amortissement fort pour la rétrodiffusion Raman matérialisé par la coupure Landau. Cela ouvre la possibilité d'une étude de cette instabilité en régime cinétique.

Chapitre 4

Influence du couplage hydrodynamique de plasmas sur la rétrodiffusion

Sommaire

4.1 Position du problème et objectifs 111

4.2 Présentation des résultats expérimentaux 112

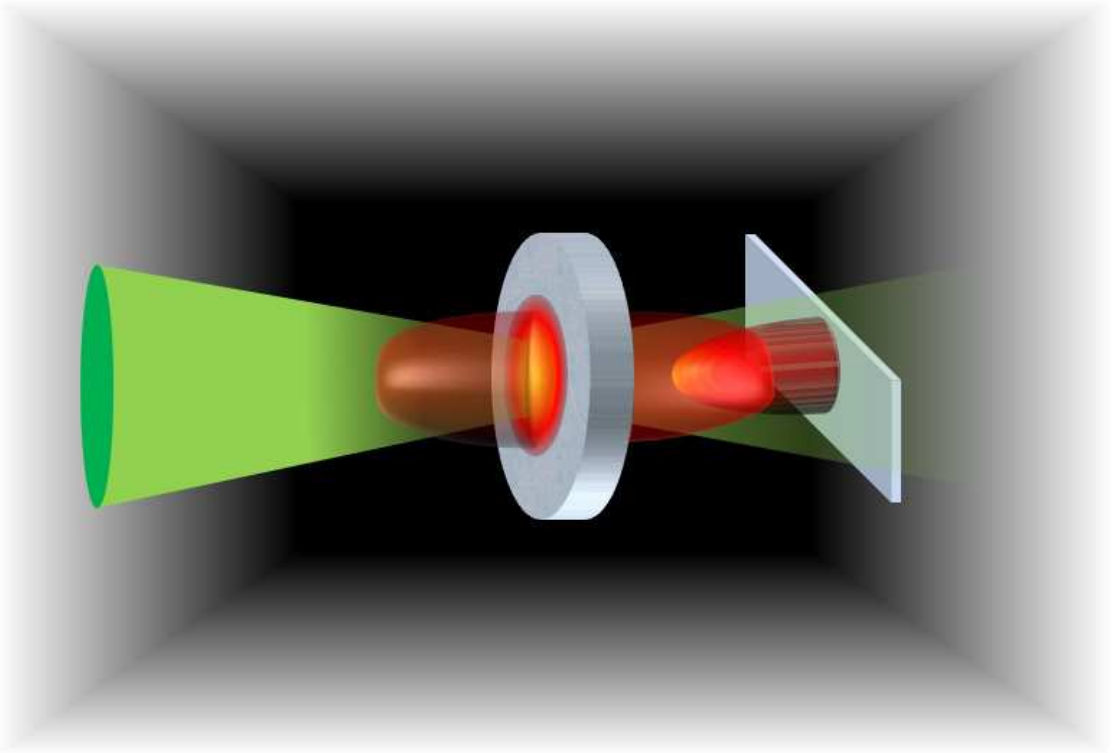
4.2.1 Mesures de rétrodiffusion Brillouin 112

4.2.2 Mesures de rétrodiffusion Raman 114

4.3 Discussion des résultats 115

4.4 Conclusion 119

Dans ce chapitre, nous allons présenter les premières mesures en cibles composées, telles que nous les avons décrites dans le chapitre de présentation des expériences. Après avoir précisé les objectifs de cette étude concernant l'effet du couplage hydrodynamique, nous présenterons les résultats obtenus en rétrodiffusion Raman et Brillouin et leur interprétation. Enfin nous conclurons en précisant l'impact de ces mesures sur les autres expériences qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit.



4.1 Position du problème et objectifs

Dans le cadre d'expériences en plasmas multiples, le premier effet que l'on est naturellement amené à prendre en compte est le mélange hydrodynamique des plasmas en présence. Compte tenu de la sensibilité des instabilités paramétriques aux profils hydrodynamiques, la modification éventuelle de ces profils par l'interpénétration des plasmas peut conduire à des modifications importante des niveaux de réflectivité.

Si des expériences de collisions de plasmas ont été plusieurs fois réalisées dans le cadre d'études d'astrophysique de laboratoire [53, 54], les effets produits sur l'interaction laser-plasmas n'ont été que peu étudiés. Au sein d'une cavité de FCI, cette situation peut être rencontrée principalement au niveau des parois où le plasma d'or se détend dans le plasma de gaz, comme schématisé en figure 4.1 (a).

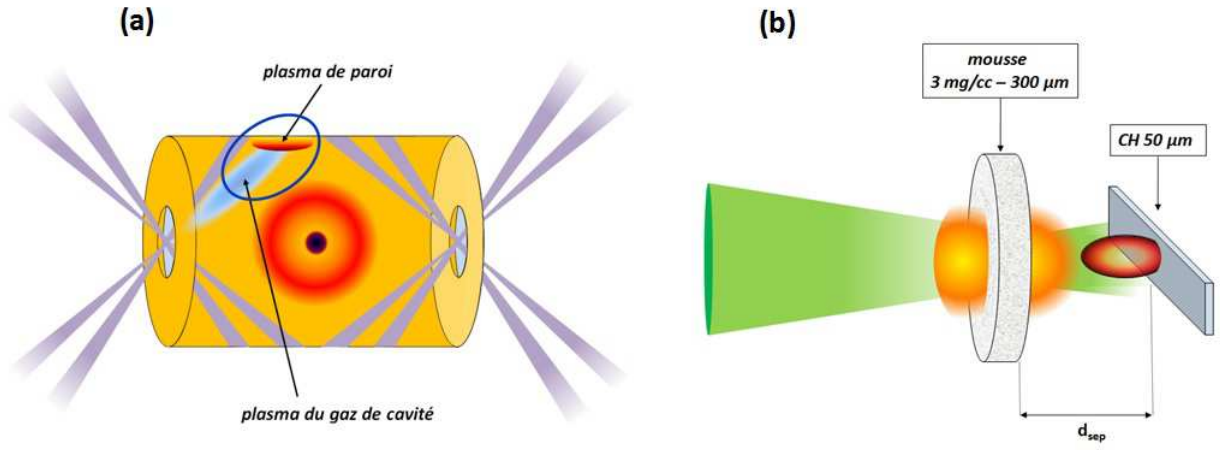


FIGURE 4.1 – Couplage hydrodynamique de plasmas tel qu'il peut intervenir dans une cavité de FCI (a). Configuration expérimentale adoptée (b).

Pour produire une configuration semblable, nous avons utilisé des cibles composées d'une part d'une mousse de 3 mg/cc - 300 μm et d'autre part d'une cible de CH 50 μm. La mousse produit alors un plasma de faible densité, relativement homogène et chaud comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent. A l'arrière de cette mousse, la feuille épaisse produit un plasma en détente avec un profil de densité exponentiel. Enfin, l'influence du couplage hydrodynamique a été étudiée en faisant varier la distance de séparation d_{sep} entre les deux cibles comme schématisé en figure 4.1 (b). Ainsi, trois cas on été testés : $d_{sep} = 1.2$ mm, $d_{sep} = 0.6$ mm et $d_{sep} = 0$ mm.

Dans un objectif de simplification, l'expérience a été effectuée avec une feuille en plastique et non pas d'or. Cela permet d'obtenir des plasmas dont les Z moyens sont relativement similaires tout en

s'affranchissant d'effets de physique atomique pouvant rendre l'analyse plus complexe. Par ailleurs, en plus de l'étude de l'influence du mélange des plasmas sur la rétrodiffusion, le second objectif est de déterminer une distance minimale pour laquelle le couplage hydrodynamique n'intervient plus. Ainsi, les résultats obtenus serviront de base pour les choix des configurations, dans les expériences qui seront présentées dans les chapitres suivants.

4.2 Présentation des résultats expérimentaux

Dans ce qui suit, nous allons détailler les résultats expérimentaux obtenus dans les différentes configurations évoquées ci-dessus. Cette étude se focalisera uniquement sur les mesures en rétrodiffusion, dans les gammes Brillouin et Raman, la transmission n'étant pas accessible compte tenu de l'utilisation d'une feuille épaisse qui ne laisse pas passer la lumière. Le paramètre important dans la série de tirs qui va suivre, et sur lequel repose toute l'analyse, est la distance de séparation entre les deux cibles.

4.2.1 Mesures de rétrodiffusion Brillouin

En premier lieu, nous allons présenter les résultats obtenus en rétrodiffusion Brillouin. Ceci dit, avant de s'intéresser directement aux spectres obtenus pour les cibles composées, nous présentons en figure 4.2 les spectres mesurés pour une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm seule (a) et pour une feuille de CH 50 μm seule (b).

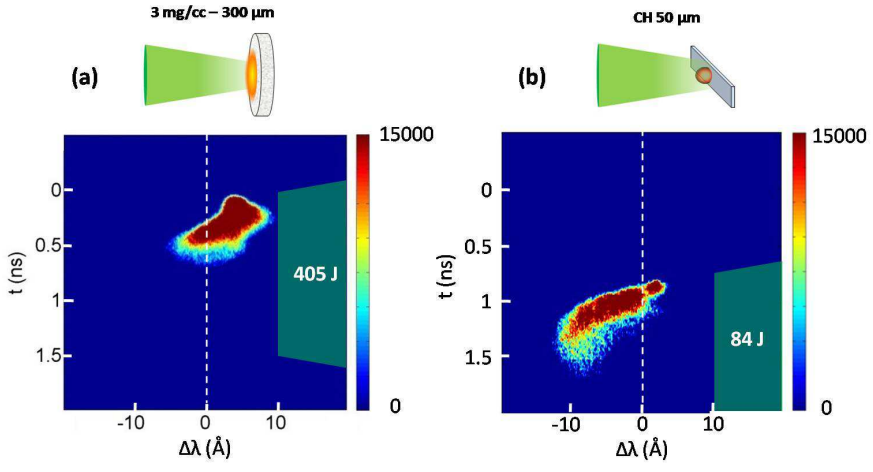


FIGURE 4.2 – Spectres Brillouin mesurés en rétrodiffusion dans le cas d'une mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm (a) et d'une feuille de CH 50 μm (b).

Le spectre de la mousse a été étudié dans le chapitre 3. Quant au spectre de la feuille, il sera étudié plus en détail dans le chapitre consacré aux effets du lissage plasma dans les cibles solides. Nous présentons ici ces deux spectres simplement en tant que référence pour l'étude des cibles composées. Le raisonnement se fera en fonction de la distance, en relatif entre les différents cas, afin de n'analyser que l'effet de l'hydrodynamique. Précisons tout de même que le signal mesuré pour la feuille a été décalé de 0.7 ns dans la figure 4.2 , afin de prendre en compte le temps d'ionisation de la mousse, et ainsi faciliter la comparaison. L'énergie de 84 J pour le tir sur la feuille seule provient d'une adaptation de l'énergie laser à la transmission mesurée pour la mousse. Des détails à ce sujet seront donnés dans le chapitre 5.

La figure 4.3 présente les spectres Brillouin obtenus pour les cibles composées en faisant varier la distance de séparation entre les cibles. Ainsi, d_{sep} vaut 0 mm en (a), 0.6 mm en (b) et 1.2 mm en (c).

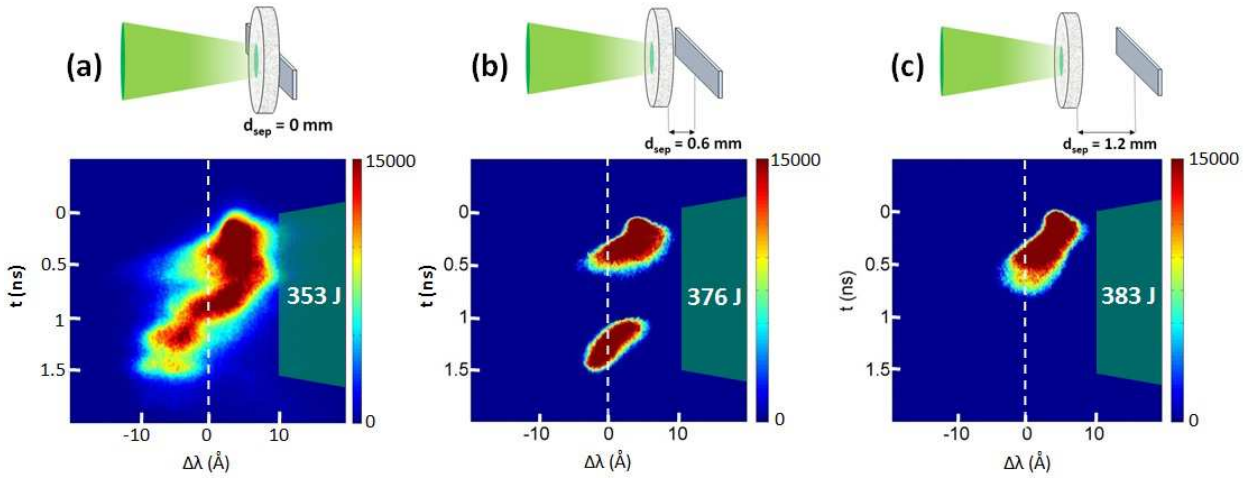


FIGURE 4.3 – Spectres Brillouin mesurés en rétrodiffusion pour des cibles composées mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm + CH 50 μm pour différentes distances de séparation : (a) $d_{sep} = 0$ mm, (b) $d_{sep} = 0.6$ mm et (c) $d_{sep} = 1.2$ mm.

Dans le cas où la mousse et la feuille sont accolées (figure 4.3 (a)), on observe un spectre intense et continu qui s'étale sur toute la durée de l'impulsion. Pendant les 0.5 premières nanosecondes de l'impulsion, on reconnaît le spectre Brillouin de la mousse. A partir de 0.5 ns, le spectre devient plus étroit et se décale rapidement vers les courtes longueurs d'onde. Ce changement de comportement ne peut s'expliquer que par la présence de la feuille en face arrière, ce qui implique que la mousse a commencé à transmettre. Le temps d'ionisation est estimé à (0.7±0.1) ns comme nous l'avons vu précédemment. Dans ce cas, l'ionisation semble avoir été un peu plus rapide, probablement à cause d'une longueur de mousse un peu plus courte que prévu (les longueurs des mousses peuvent fluctuer de 20 μm environ d'une cible à l'autre). Après 1 ns, le signal est totalement décalé vers le bleu et

on observe de fortes variations temporelles de l'intensité.

Pour une distance de 0.6 mm (figure 4.3 (b)), on retrouve encore une fois le signal Brillouin de la mousse seule pendant les 0.5 premières nanosecondes de l'impulsion environ. L'émission cesse ensuite entre t = 0.5 ns et t=1 ns. L'activité Brillouin reprend à t = 1 ns avec un décalage spectral de 5 Å, en contraste avec le signal de mousse donc l'activité avait cessé à $\Delta\lambda$ = -1 Å. Ce signal se poursuit jusqu'à la fin de l'impulsion en se décalant vers le bleu, jusqu'à $\Delta\lambda$ = -2 Å environ. Encore une fois, ce signal qui n'est pas présent dans le cas de la mousse seule, ne peut être imputable qu'à la présence de la feuille.

Enfin, pour une distance de 1.2 mm (figure 4.3 (c)), on ne retrouve plus que le signal de la mousse seule, aucune émission n'étant visible après t = 0.7 ns. L'absence totale de signal associé à la feuille dans ce cas pose question. Ce cas sera étudié en détail dans le chapitre suivant où nous fournirons une explication à cette observation.

4.2.2 Mesures de rétrodiffusion Raman

Nous allons maintenant nous intéresser au cas des spectres de rétrodiffusion Raman. Etant donné que pour cette expérience nous faisons usage de feuilles épaisses et que nous travaillons en plasmas non préformés, la rétrodifusion Raman dans le cas de la feuille seule est très ténue et n'apparaît qu'en fin d'impulsion, du fait des densités élevées et des gradients importants. En prenant en compte le décalage temporel dû à l'ionisation de la mousse, le signal Raman de la feuille doit se produire après la fin de l'impulsion. Le spectre sera tout de même présenté en détail dans le chapitre 5, et nous n'en parlerons pas d'avantage ici.

Sur la figure 4.4, on présente les spectres Raman obtenus pour les cibles composées, avec une distance de séparation d_{sep} = 0 mm (a) et d_{sep} = 1.2 mm (b). Nous n'avons pas pu obtenir l'enregistrement du spectre pour la distance intermédiaire de 0.6 mm, ce qui explique qu'il ne soit pas présenté ici. Enfin, on présente en (c) le spectre de la mousse seule déjà vu au chapitre précédent (figure 3.12 (b)), pour servir de référence une fois encore.

Si l'on compare le cas des cibles accolées (a) avec le spectre de la mousse seule (c), on peut voir que l'émission Raman est fortement réduite lorsque la feuille est placée en face arrière. Le signal ne dure que 0.3 ns et est piqué sur 750 nm. Dans le cas où une distance de 1.2 mm a été placée entre la mousse et la feuille (b), on constate que l'on retrouve le spectre de la mousse seule dans toute sa durée et son extension spectrale. Par ailleurs, l'intensité des deux signaux est comparable. La composante d'intensité moindre présente dans le spectre de la cible composée entre t = 0.5 et t = 0.8 ns, et qui n'apparaît pas dans le spectre de la mousse seule, n'est pas imputable à la présence de la feuille. En effet, différents tirs effectués sur des mousses seules ont montré que cette composante

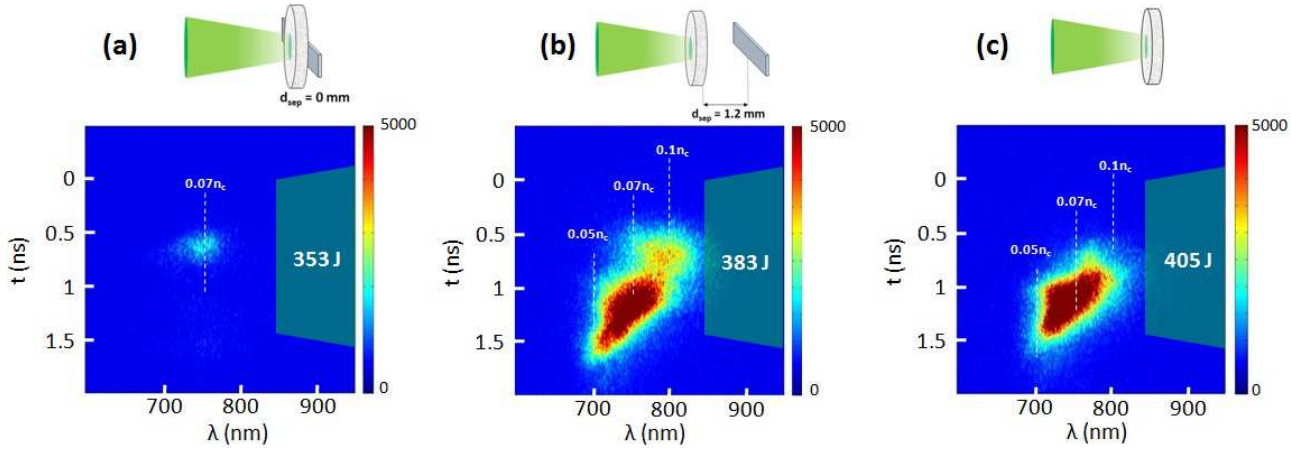


FIGURE 4.4 – Spectres Raman mesurés en rétrodiffusion pour des cibles composées mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm + CH 50 μm pour deux distances de séparation : (a) d_{sep} = 0 mm, (b) d_{sep} = 1.2 mm. On présente en (c) le spectre Raman de la mousse seule pour référence.

pouvait apparaître ou non, sans que l'on puisse pour l'instant en donner la cause. Au final, on retiendra donc que dans le cas où les deux cibles sont accolées, le Raman est presque totalement supprimé, tandis que pour une distance de 1.2 mm, on retrouve le signal associé à la mousse seule.

Dans la suite, nous allons discuter comment les modifications de l'hydrodynamique peuvent conduire aux modifications que nous avons observées, plus particulièrement sur la rétrodiffusion Brillouin.

4.3 Discussion des résultats

Avant de donner une interprétation à nos résultats, regardons de plus près l'évolution des réflectivités mesurées. La figure 4.5 (a) rassemble l'ensemble des taux de rétrodiffusion Brillouin mesurés en fonction de la distance entre les deux cibles. Pour les tirs sur mousse seule, on a présenté les réflectivités mesurées sur trois tirs effectués dans des conditions similaires, la distance d_{sep} n'ayant dans ces cas pas de sens. On peut voir d'ailleurs une assez bonne reproductibilité des mesures, puisque la réflectivité est toujours comprise entre 12 et 15 %.Pour les tirs avec une distance inférieure à 1.2 mm, on peut voir que la réflectivité est sensiblement supérieure au cas de la mousse seule puisque la réflectivité est comprise entre 20 et 25 %. En revanche, pour une distance de 1.2 mm, on retrouve la réflectivité de la feuille seule.

La figure 4.5 (b) montre les réflectivités Brillouin instantanées des cibles composées pour les trois valeurs de d_{sep}. Aux fluctuations près, on constate que les niveaux de réflectivités sont identiques pour les trois tirs durant les 0.5 premières nanosecondes de l'impulsion, avec une valeur maximale comprise entre 20 et 25 %. La cible avec distance nulle conserve ensuite ce niveau de réflectivité élevé

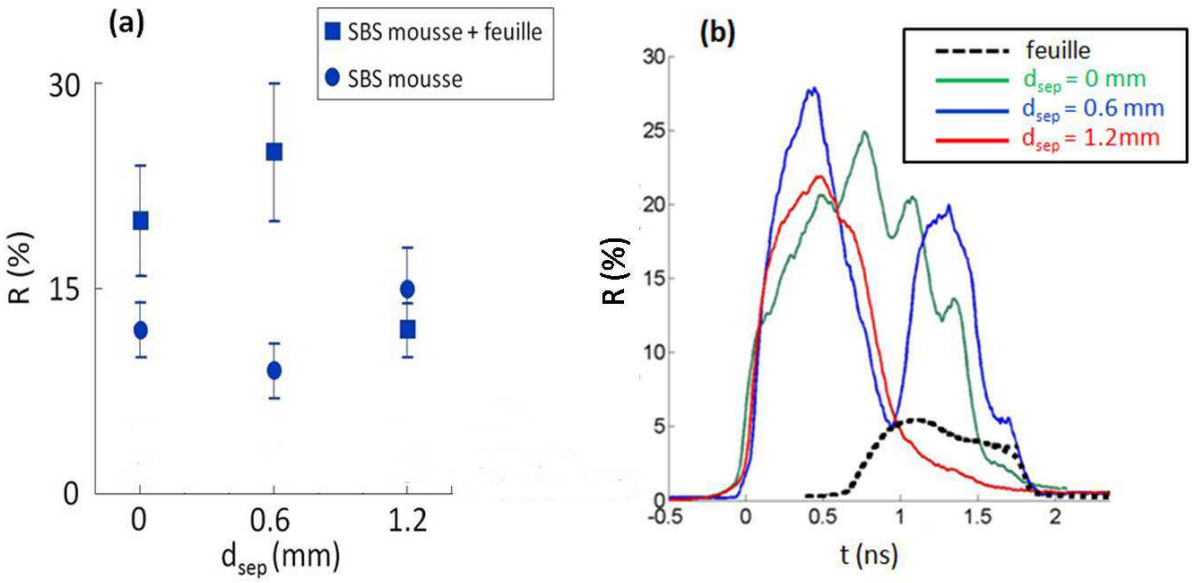


FIGURE 4.5 – (a) Réflectivités Brillouin en fonction de d_{sep}. Pour les tirs sur cible simple, les trois points correspondent à trois tirs dans les mêmes conditions. (b) Réflectivités Brillouin instantanées pour les trois valeurs de d_{sep}.

(> 15 %) jusqu'à la fin de l'impulsion. La cible avec une distance intermédiaire et la cible à distance maximale suivent les mêmes variations jusqu'à 1 ns. Par la suite, un deuxième pic de réflectivité à 20 % est mesuré pour la cible à distance intermédiaire. La cible à distance maximale ne présente plus de réflectivité significative au delà de 1 ns. Il faut noter que ces variations sont les mêmes que pour celles mesurées pour une mousse seule. Pour des raisons de clarté, ce dernier cas n'est pas représenté.

On voit donc que le temps à partir duquel la rétrodiffusion d'une cible composée présente des différences par rapport à celle d'une mousse seule est d'autant plus grand que la distance de séparation entre les cibles est importante. Ce temps vaut ainsi environ 0.5 ns pour d = 0 mm, 1 ns pour d = 0.6 mm et est supérieur à la durée de l'impulsion pour d = 1.2 mm. Ces échelles de temps nous indiquent que c'est l'hydrodynamique qui est en cause dans ces variations.

De manière plus quantitative, on peut estimer le temps auquel les deux plasmas vont entrer en collision. Pour ce faire, on va appliquer un modèle de détente auto-similaire à la mousse comme nous l'avions fait précédemment, ainsi qu'à la feuille. Pour cette dernière, on a fait varier la température électronique sur une plage allant de 0.3 keV à 0.7 keV. Pour une expérience précédente du groupe [35], des simulations numériques FCI2 avaient été réalisées pour du CH 50 μm dans des conditions identiques aux nôtres, mais avec l'énergie nominale pour le faisceau laser, soit E = 400 J.

La température électronique donnée par le code était alors de 0.7 keV. Si l'on suppose que toute l'énergie est absorbée à la densité critique, on peut utiliser une loi d'échelle en $T_e \propto E^{2/3}$ pour estimer la température attendue pour nos conditions. Ainsi, pour une énergie laser de E = 84 J, on trouve $T_e = 0.3$ keV. Notre plage de variation, jusqu'à 0.7 keV nous donne ainsi une borne inférieure au temps de collision, qui est d'autant plus court que la température est élevée.

La figure 4.6 représente un schéma de la géométrie des deux cibles et des profils de densité électronique associés aux deux plasmas. Dans l'entre-deux cibles, on peut voir les profils de densité exponentiels issus de la détente en face arrière de la mousse et de la détente en face avant de la feuille. Les deux plasmas sont animés de vitesses d'expansions de sens opposés et vont donc s'interpénétrer au bout d'un certain temps.

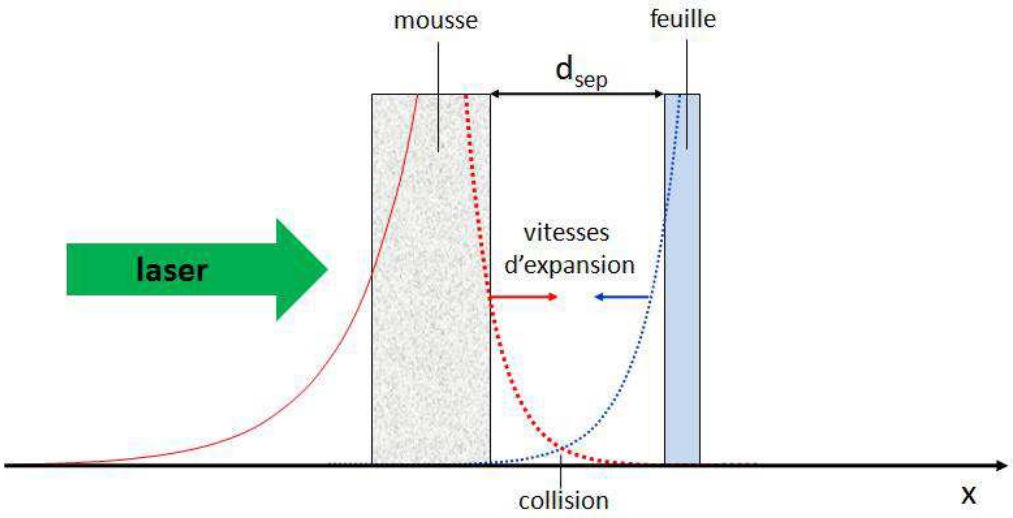


FIGURE 4.6 – Représentation schématique de la géométrie des deux cibles et des profils de densité électronique associés à la détente des deux plasmas.

Sur la figure 4.7, on représente le temps de collision des deux plasmas en fonction de la vitesse de détente normalisée à la vitesse du son. Tel qu'il est défini ici, ce temps de collision correspond au temps auquel un plan du plasma de mousse et un plan du plasma de feuille animés d'une même vitesse vont se croiser. On rapporte également sur la figure la densité électronique associée à ces plans déduite du modèle. Les vitesses de détente supérieures à $5c_s$ ne sont pas prises en compte car correspondant à des densités électroniques inférieures à $0.005n_c$. Enfin, les courbes en pointillées représentent les limites hautes et basses de la température électronique à savoir 0.7 keV et 0.3 keV tandis que les courbes pleines correspondent à une température électronique intermédiaire de 0.5 keV. Les courbes en (a) sont calculées pour une distance de séparation des cibles de 0.6 mm et celles présentées en (b) correspondent à une distance de 1.2 mm.

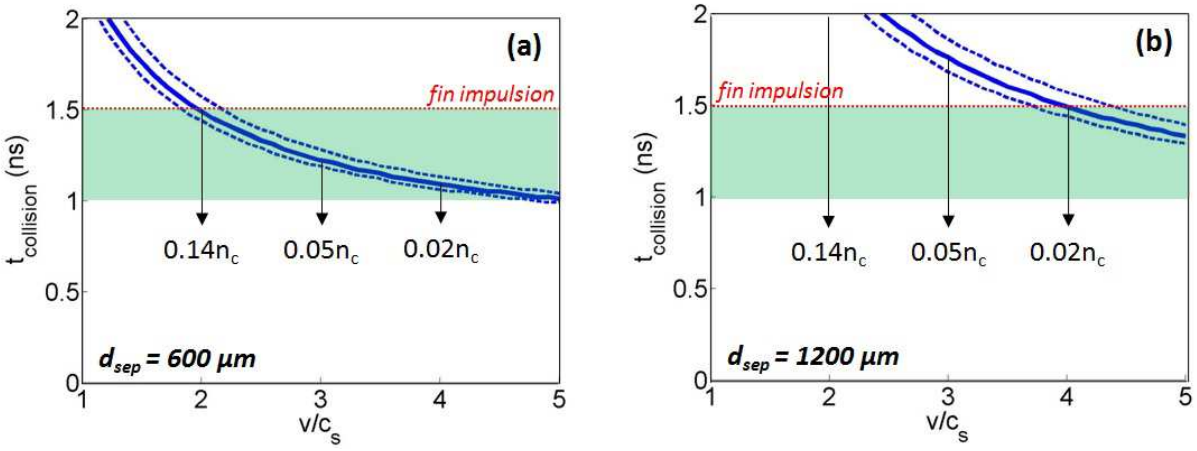


FIGURE 4.7 – Temps de collision des deux plasmas en fonction de la vitesse de détente dans le cadre d'un modèle d'écoulement auto-semblable avec $T_e = 1$ keV pour la mousse et $T_e = (0.5 \pm 0.2)$ keV pour la feuille pour (a) une séparation de 0.6 mm et (b) une séparation de 1.2 mm. Les lignes pointillées correspondent aux barres d'erreur sur la température : +0.2 keV pour la ligne inférieure et -0.2 keV pour la ligne supérieure.

Pour une distance de 0.6 mm, on peut voir que les deux plasmas commencent à se croiser environ 1 ns après le début de l'impulsion (soit 300 ps après la fin de l'ionisation de la mousse) pour des densités électroniques proches de $0.02n_c$. Le mélange se poursuit jusqu'à la fin de l'impulsion pour des densités de plus en plus importantes, soit $0.14n_c$ en fin d'impulsion. Cette plage temporelle correspond aux modifications de la rétrodiffusion Brillouin observée en figures 4.3 (b) et 4.5 (b). Ainsi, la reprise du signal à t = 1 ns correspond au début du mélange des plasmas (pour des densités significatives) et sa diminution à partir de 1.3 ns est simplement due au front descendant de l'impulsion. Pour une distance de 1.2 mm, les deux plasmas ne commencent à se croiser qu'en toute fin d'impulsion (après 1.3 ns) pour des densités électroniques inférieures à $0.02n_c$. Ceci est en accord avec les observation précédentes où l'on ne détecte aucun signal associé au couplage hydrodynamique.

S'il est maintenant clair que les modifications observées dans le spectre Brillouin sont associées au couplage hydrodynamique des deux plasmas, l'interprétation fine des processus conduisant à ces modifications est plus délicate en l'absence de simulations hydrodynamiques des mousses. Une expérience du groupe menée précédemment sur la LIL (Ligne d'Intégration Laser, prototype à quatre faisceaux du LMJ) avait cependant montré des résultats similaires [55]. Dans cette expérience, les spectres Brillouin d'une cible de mousse et de feuille accolées avaient montré une forte augmentation de la réflectivité juste après l'ionisation de la mousse. Dans le cadre de l'interaction en régime multi-kiloJoule, les simulations hydrodynamique des mousses donnaient des résultats cohérents, contrairement à notre cas. Les simulations en cibles composées avaient alors mis en évidence la

création d'un plateau de vitesse au voisinage de l'interface mousse-feuille. Or, pour un profil de vitesse linéaire, le facteur d'amplification de l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin est calculé à partir du gain de Rosenbluth, ce dernier étant proportionnel à la longueur caractéristique du gradient de vitesse. On comprend alors que la création d'un plateau, donc d'une longueur de gradient de vitesse plus longue, conduise à une augmentation importante de la réflectivité (on rappelle que l'énergie des ondes filles est en $\exp(2A_{Ros})$. Enfin, ce plateau de vitesse s'accompagne de la création d'une zone de surdensité. Cette surdensité peut ensuite se déplacer vers l'avant du plasma avec l'écoulement en créant des gradients importants dans le profil. La création de ces gradients pourrait expliquer la disparition du spectre en rétrodiffusion Raman observée dans le cas où les deux cibles sont accolées, ce dernier étant très sensible à l'inhomogénéïté en densité.

4.4 Conclusion

L'étude des rétrodiffusions en fonction de la distance de séparation entre les deux cibles a permis de mettre en évidence l'effet important du couplage hydrodynamique entre les deux plasmas. En particulier, on a observé une augmentation de la rétrodiffusion Brillouin et une diminution de la rétrodiffusion Raman.

Par ailleurs, l'étude des temps caractéristiques d'interpénétration des deux plasmas, en accord avec les observations expérimentales, a permis de montrer que le couplage hydrodynamique intervenait pendant la durée de l'impulsion lorsque les cibles sont séparées de moins 1.2 mm. Au-delà de cette distance, le couplage se produit uniquement en fin d'impulsion, où les densités en jeu ainsi que la décroissance de l'intensité laser rendent d'éventuels effets non visibles. Ainsi, dans toutes les autres expériences qui seront présentées dans ce manuscrit, la distance de séparation des cibles sera maintenue à 1.2 mm.

L'interprétation fine de l'effet de l'hydrodynamique sur les rétrodiffusions n'est pas possible sans améliorer la description numérique des mousses. L'hypothèse privilégiée, aux vues des observations et d'expériences passées, associe les effets observés à la création d'un plateau de vitesse au voisinage de la zone de couplage.

Un dernière remarque concerne le fait que le couplage hydrodynamique, s'il explique bien le temps d'apparition d'une composante spectrale liée à la feuille dans les spectres Brillouin, n'explique en rien pourquoi aucun signal n'est visible entre la fin de l'ionisation de la mousse et cet instant où le mélange intervient. En effet, durant cet intervalle de temps, la mousse transmet et la feuille est irradiée. Nous allons répondre à cette question dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Etude de l'influence du lissage plasma sur les instabilités paramétriques

Sommaire

5.1 Contexte de l'étude 123

5.1.1 Contrôle de la symétrie d'implosion et lissage optique 123

5.1.2 Contrôle des instabilités paramétriques 124

5.1.3 Incohérence induite par plasma 126

5.1.4 La méthode employée pour notre expérience 127

5.2 Résultats expérimentaux 128

5.2.1 Caractérisation de l'incohérence induite par une mousse 128

5.2.2 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par RPP 133

5.2.3 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par plasma 138

5.3 Simulations numériques 141

5.3.1 Simulation du lissage plasma 141

5.3.2 Simulation de l'interaction du faisceau lissé avec une cible solide . 146

5.4 Discussion des résultats 148

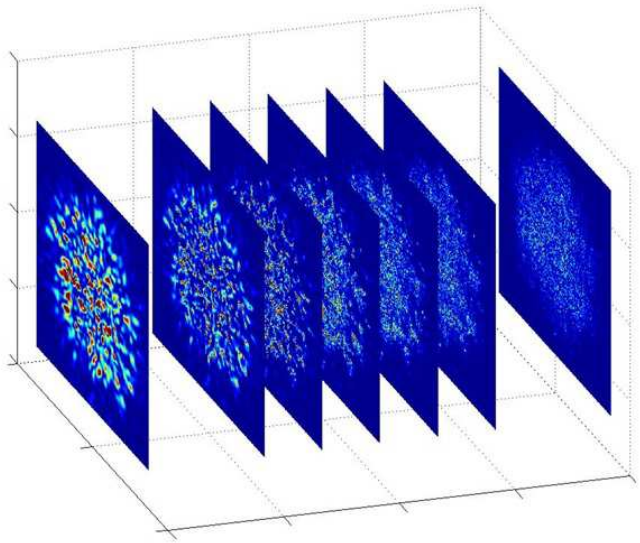
5.4.1 Effet de l'incohérence sur la rétrodiffusion Brillouin 149

5.4.2 Comparaison avec nos mesures expérimentales 151

5.5 Conclusion 157

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude du lissage d'impulsion laser induit par plasma et plus particulièrement à sa potentielle utilisation pour le contrôle des instabilités paramétriques. Comme nous le verrons, le lissage plasma a été l'objet de nombreuses études ces dernières années, tant sur le plan théorique qu'expérimental. Un tel attrait se justifie par le fait que le lissage plasma peut constituer une alternative ou un complément intéressant aux techniques optiques actuellement utilisées pour lisser les impulsions laser, techniques couteuses mais incontournables pour l'atteinte de l'ignition.

Dans un premier temps, nous donnerons une description plus complète du contexte de cette étude, ainsi que des progrès qui ont déjà été réalisés. Nous montrerons alors que notre expérience est en mesure de compléter ces études. A travers la présentation des résultats expérimentaux, nous mettrons en évidence la présence de lissage plasma dans nos cibles et nous démontrerons que ce lissage est en mesure de réduire le développement des instabilités paramétriques. Enfin, nous discuterons ces résultats à la lumière des études précédentes et en tirerons les conséquences pour la FCI.



5.1 Contexte de l'étude

Au cours des recherches en fusion par confinement inertiel, la réduction de la cohérence des faisceaux laser s'est révélée d'une extrême importance. En effet, si cette cohérence est à la base de l'effet laser et permet ainsi de produire les faisceaux énergétiques nécessaires à la fusion, elle est aussi à l'origine d'inhomogénéités dans le profil d'intensité laser. Comme nous allons le voir, ces inhomogénéités sont source de difficultés, d'une part du point de vue des instabilités hydrodynamiques, d'autre part du point de vue des instabilités paramétriques.

5.1.1 Contrôle de la symétrie d'implosion et lissage optique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, le contrôle de la symétrie d'irradiation est essentiel si l'on veut parvenir à l'ignition. Cette symétrie est la garantie d'obtenir une compression sphérique et donc, l'atteinte des conditions nécessaires à l'allumage. Dans le cadre de ce manuscrit, ce sont les défauts de symétrie de modes élevés (donc à courte échelle spatiale) qui nous intéressent plus particulièrement. Ces défauts sont une conséquence directe des inhomogénéités du profil d'intensité laser que nous évoquions plus haut. En effet, les sur-intensités au sein du faisceau laser, éventuellement amplifiées par la filamentation, vont avoir pour effet, via la pression d'ablation, de générer des modulations de densité au sein de la cible. Ces modulations de densité vont ensuite être amplifiées au cours de la mise en vitesse de la cible via les instabilités hydrodynamiques [3, 56, 57, 58] induisant une compression de piètre qualité. Si dans le cas de l'attaque indirecte, ce problème est en partie résolu par la conversion du rayonnement laser en rayonnement X, ayant pour effet une homogénéisation de l'irradiation, ce n'est pas le cas en attaque directe en revanche. Une des premières solutions apportées au problème de la symétrie d'irradiation a été la mise au point de la RPP [26]. Le principe de la RPP a déjà été brièvement décrit dans le chapitre de présentation des expériences, nous n'y reviendrons pas ici. Nous rappellerons simplement que l'usage d'une RPP permet de briser la cohérence spatiale du faisceau laser et d'homogénéiser la distribution d'intensité laser au niveau de la tache focale. Ce dispositif est aujourd'hui mis en œuvre dans toutes les grandes installations laser. Cette technique permet donc d'obtenir des taches focales dont l'enveloppe (limite de diffraction) est relativement homogène. En revanche, la multiplication des speckles dus à la RPP induit des variations de très courte longueur d'onde dans le profil d'intensité avec les conséquences que nous avons évoquées plus haut. La propagation de ces structures dans le plasma est en fait une conséquence de leur stationnarité. L'étape suivante a donc été de faire varier la figure d'interférence sur une échelle de temps plus courte que le temps de réponse hydrodynamique de la cible. Un tel résultat est obtenu en augmentant la largeur de bande $\Delta\lambda$ (ou de manière équivalente $\Delta\omega$) du laser (typiquement quelques Angströms). Après dispersion par un système de réseaux, le faisceau laser passe par une RPP puis est focalisé sur la cible. Du fait de la dispersion spectrale, les éléments de RPP sont éclairés par des rayons de longueurs d'onde différentes ce qui produit une variation temporelle du déphasage entre les éléments de faisceau en sortie de RPP. Au final, on obtient dans le plan focal une distribution de speckles qui varie au cours du temps (l'échelle de temps étant

donnée par $1/\Delta\omega$ soit quelques picosecondes), cette variation étant d'autant plus rapide que la largeur spectrale initiale du laser est importante. Ce procédé est connu sous le nom de SSD (pour *Smoothing by Spectral Dispertion*)[59]. C'est donc via un moyennage temporel de la distribution d'intensité que le lissage est obtenu.

5.1.2 Contrôle des instabilités paramétriques

En dehors des effets hydrodynamiques, des sur-intensités laser peuvent également avoir des effets néfastes pour les instabilités paramétriques. En effet, si l'intensité moyenne de la tache focale reste en dessous des seuils pour les instabilités, ils peuvent être excédés localement dans certains points chauds. Par ailleurs, la croissance des instabilités paramétriques étant soumise à des conditions de résonance, on comprend que la perte de cohérence du faisceau laser puisse amener à une réduction de ces dernières. Ainsi, les techniques de lissage optique des impulsions laser constituent également un outil puissant pour le contrôle des instabilités paramétriques. Diverses campagnes expérimentales ont pu montrer que l'ajout d'une RPP sur le faisceau d'interaction conduit à une diminution (d'1 à 2 ordres de grandeur) des rétrodiffusions Raman et Brillouin [60, 61], potentiellement associée à une réduction de la filamentation. L'ajout de lissage spatio-temporel, d'abord par la méthode dite des échelons [48, 62, 63] puis par SSD, a conduit à une plus grande efficacité encore [61, 64, 65]. L'efficacité de ces méthodes résulte d'une part d'une action directe de l'incohérence sur les instabilités Raman et Brillouin, d'autre part d'une diminution de la filamentation, dont on sait qu'elle est propice à déclencher les instabilités précitées, via l'augmentation locale de l'intensité laser. S'il n'est pas toujours aisé de faire la part entre ces deux effets, on sait par exemple que le SSD est bien plus efficace sur le Brillouin que sur le Raman du fait de la croissance extrêmement rapide de ce dernier. Par ailleurs, l'efficacité globale du SSD est conditionnée à la largeur de bande du laser et celle-ci ne peut être augmentée indéfiniment. De plus, le lissage obtenu par SSD n'est pas atteint instantanément et doit passer par un régime transitoire durant lequel il n'est pas efficace. Une solution supplémentaire a été apportée par la méthode dite de double polarisation [66] . De manière schématique, cette méthode consiste en une division angulaire du faisceau en deux sous-faisceaux polarisés orthogonalement, donc n'interférant pas après la focalisation. Au foyer, on obtient donc deux distributions d'intensité séparées spatialement du fait de l'écart angulaire initial entre les faisceaux. Si cet écart est supérieur à la longueur de corrélation de la figure de speckle, on obtient une distribution d'intensité lissée. La force de la double polarisation par rapport au SSD réside dans son effet instantané.

En combinant ces différentes techniques, une réduction importante des instabilités de rétrodiffusion a été mesurée expérimentalement, en particulier dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin. Sur la figure 5.1, on a rassemblé des résultats obtenus au cours de différentes campagnes expérimentales, concernant l'évolution des taux de rétrodiffusion Brillouin en fonction de la largeur de bande du SSD.

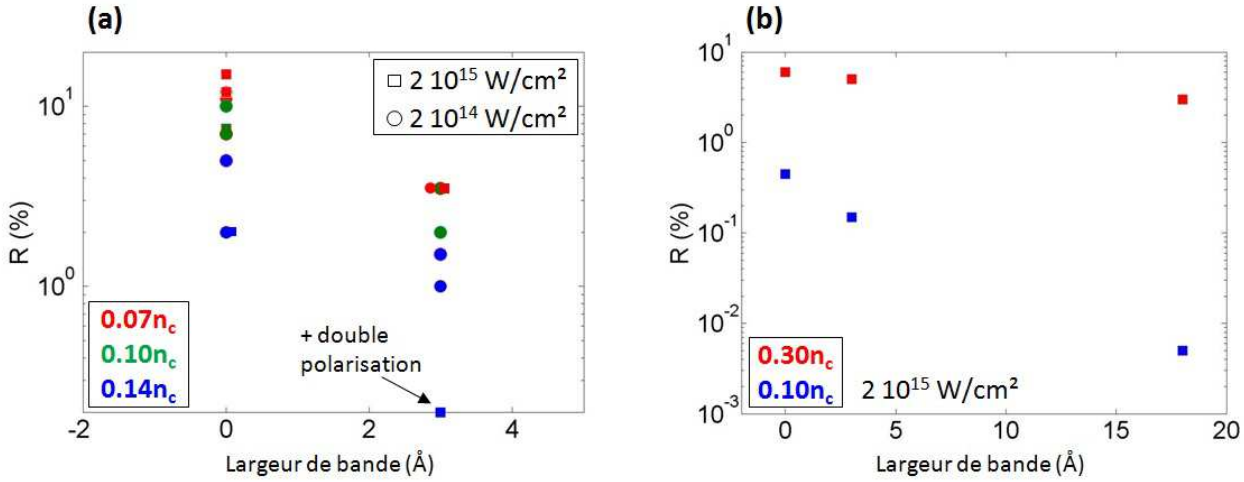


FIGURE 5.1 – Mesures expérimentales de réflectivités Brillouin en fonction de la largeur de bande du SSD appliqué au faisceau, tirées de [65, 67] (a) et [61] (b)

Les points présentés dans le graphique (a) sont tirés de deux campagnes expérimentales [65, 67] menées sur l'installation Nova. Pour ces deux campagnes, les cibles étaient de type "gasbag" préformés, conduisant à des plasmas d'une température proche de 3 keV et de densité variable selon la densité initiale du gaz (entre $0.05n_c$ et $0.15n_c$). Les deux campagnes ont été réalisées à $\lambda_0 = 351$ nm. Pour l'une [67], l'intensité du faisceau d'interaction était de 2×10^{15} W/cm^2 et pour l'autre [65] elle était de 2×10^{14} W/cm^2. Dans la grande majorité des cas, on observe que l'application du SSD produit une diminution de la réflectivité d'un facteur cinq, pour une largeur de bande de 3Å (à 1053 nm). Cette diminution ne dépend pas de la densité électronique. L'application de la technique de double polarisation en plus du SSD conduit à une diminution encore plus importante, de l'ordre d'un facteur dix.

Le graphique (b) présente des données similaires mais pour des conditions plus proches de notre expérience. Ces résultats sont issus d'une campagne expérimentale également menée sur Nova et sont détaillés dans [61]. Dans cette expérience, l'interaction a été étudiée dans des plasmas issus de feuilles minces de CH préformées. Le faisceau d'interaction avait une durée de 1 ns pour une longueur d'onde de 526.5 nm. Deux intensités I $= 2 \times 10^{14}$ W/cm^2 et I $= 2 \times 10^{15}$ W/cm^2 ont été testées avec des effets mesurés similaires. Les plasmas avaient une température électronique de l'ordre de 2 keV et une densité maximale de $0.3n_c$ ou $0.1n_c$ selon les conditions. Comme on le voit dans la figure, le SSD a peu d'effet sur les taux de rétrodiffusion Brillouin pour les plasmas de plus forte densité, où une modeste diminution est observée. En revanche, pour les densités plus faibles, la diminution observée est d'un facteur 3 pour une largeur de bande de 3 Å et d'un facteur 100 pour une largeur de bande de 18 Å.

Enfin, mentionnons des résultats obtenus plus récemment dans des mousses TAC de 7 mg/cm^3 ($0.25n_c$ à 351 nm) sur l'installation LIL [68]. Sur cette installation, le SSD est longitudinal (le mouvement des speckles se fait selon l'axe de propagation du laser) tandis qu'il était transverse (le mouvement des speckles se fait dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation du laser) sur les expériences Nova. Par ailleurs, le laser est équipé de deux modulateurs pour le lissage temporel. Le premier est à 2 GHz et est utilisé pour limiter la diffusion Brillouin dans les optiques. La largeur de bande résultante est négligeable en ce qui concerne les instabilités dans le plasma et nous considèrerons qu'elle est nulle. Le deuxième modulateur est à 14 GHz, conduisant à une largeur de bande de 5 Å. Les expériences ont alors montré qu'en activant ce dernier modulateur, la rétrodiffusion Brillouin était réduite d'un facteur 2.5.

5.1.3 Incohérence induite par plasma

Comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif, en début d'impulsion, le laser interagit directement avec la cible solide. Après un certain temps, le front d'ablation se trouve en aval de la couche critique et ne peut plus être atteint par le laser. A ce stade, ce sont les électrons du plasma de couronne chauffés par absorption collisionnelle qui provoquent l'ablation, par conduction depuis la zone d'interaction jusqu'au front d'ablation. Comme le SSD ne modifie pas la distribution d'intensité instantanée, des défauts peuvent tout de même être transmis à la cible. Après un temps de l'ordre de la centaine de picosecondes, la zone de conduction est suffisamment large pour que les défauts imprimés à la cible soient lissés avant d'atteindre le front d'ablation, par conduction thermique [69]. En revanche, en début d'impulsion laser, la zone de conduction est quasiment confondue avec la couche critique et les défauts vont être transmis au front d'ablation. Pour palier ce problème, il faudrait que le temps de corrélation du faisceau laser soit inférieur au temps de diffusion thermique électronique , ce qui nécessiterait des largeurs de bande extrêmement larges. Ainsi, le SSD est inefficace durant une centaine de picosecondes en début d'impulsion laser.

Une solution originale à ce problème a été proposée après que certaines expériences ont mis en évidence le lissage d'impulsions laser après propagation dans un plasma sous-critique. Ce processus, décrit théoriquement par [70] et connu sous le nom d'incohérence induite par plasma (ou lissage plasma), se traduit expérimentalement par un élargissement angulaire et spectral de l'impulsion laser [44, 45], ainsi que par une perte de cohérence temporelle [46] et spatiale [71] du faisceau. Ainsi, il a été proposé, dans le cadre de l'attaque directe, d'entourer la cible d'une couche de mousse. Cette mousse, une fois ionisée envelopperait la cible d'un plasma sous-dense à travers lequel l'impulsion laser serait lissée. Ce procédé a été testé expérimentalement en cible plane sur l'installation LIL en 2007 [15]. Des mesures d'émission X en face arrière d'une cible de cuivre placée à l'arrière d'une mousse ont montré une réduction significative de l'empreinte laser, comparativement au cas où la feuille seule était irradiée. Par ailleurs, la question des instabilités paramétriques a également été soulevée durant cette étude. Si les taux mesurés semblaient acceptables dans le bilan d'énergie d'une installation mégajoule, l'interprétation des spectres ainsi que la détection d'un effet du lissage

plasma sur la rétrodiffusion ont été rendu compliqués par le fait que les deux cibles étaient accolées. Nous allons dans la suite nous intéresser à ces questions.

Etant donné qu'il a été montré que le lissage plasma conduit à des niveaux d'incohérence similaires à ceux que l'on peut obtenir par les techniques optiques [46, 71], on peut légitimement se demander s'il ne pourrait pas remplacer, ou du moins compléter avantageusement ces techniques. L'expérience menée en 2007 sur la LIL avait apporté un début de réponse à cette question mais le couplage hydrodynamique lié à la configuration des cibles ne rendait pas l'interprétation évidente. Au cours de la campagne sur LULI2000, nous avons pu dédier une partie de l'expérience à cette problématique.

5.1.4 La méthode employée pour notre expérience

Afin de caractériser l'effet du lissage plasma sur les instabilités paramétriques, nous avons utilisé encore une fois des cibles composées. L'idée est de comparer les mesures en rétrodiffusion obtenues sur une cible solide irradiée par un faisceau lissé par RPP avec les mesures en rétrodiffusion obtenues par irradiation de cette même cible par un faisceau lissé par plasma. Dans ce dernier cas, une mousse de faible densité - 3 mg/cm^3 - a été utilisée afin de réaliser le lissage plasma de l'impulsion, tandis que la feuille de plastique à l'arrière de la mousse a servi de cible d'interaction. Les deux cibles ont été séparées de 1.2 mm afin d'éviter toute interaction hydrodynamique entre les deux plasmas, ce qui fausserait les résultats. Un schéma de principe de cette expérience est présenté en figure 5.2.

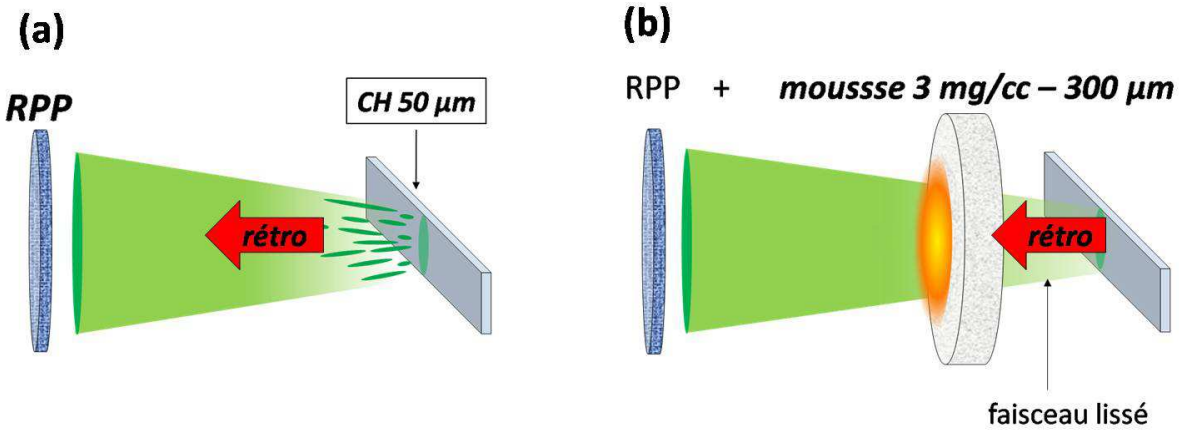


FIGURE 5.2 – Schéma de principe de l'expérience : (a) Etude de la rétrodiffusion d'une cible solide en faisceau lissé par RPP. (b) Comparaison avec la rétrodiffusion d'une cible solide irradiée par un faisceau lissé par un plasma de mousse.

5.2 Résultats expérimentaux

Dans la suite, nous allons exposer les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de cette expérience. Dans un premier temps, nous montrerons que le lissage plasma est bien présent dans la mousse que nous avons utilisée, puis nous analyserons les résultats obtenus en rétrodiffusion.

5.2.1 Caractérisation de l'incohérence induite par une mousse

La première étape est donc de vérifier que le faisceau transmis par la mousse a bien été lissé par son passage dans le plasma. Dans ce paragraphe, nous nous focaliserons donc principalement sur les résultats obtenus en transmission, dans le cas de la mousse seule. S'agissant d'une mousse de densité 3 mg/cm^3 de longueur 300 μm non préformée, des résultats ont déjà été brièvement exposés dans le chapitre consacré à l'interaction dans les mousses. Dans ce chapitre cependant, les résultats en transmission vont être abordés plus en profondeur, dans l'optique de mettre en évidence le lissage.

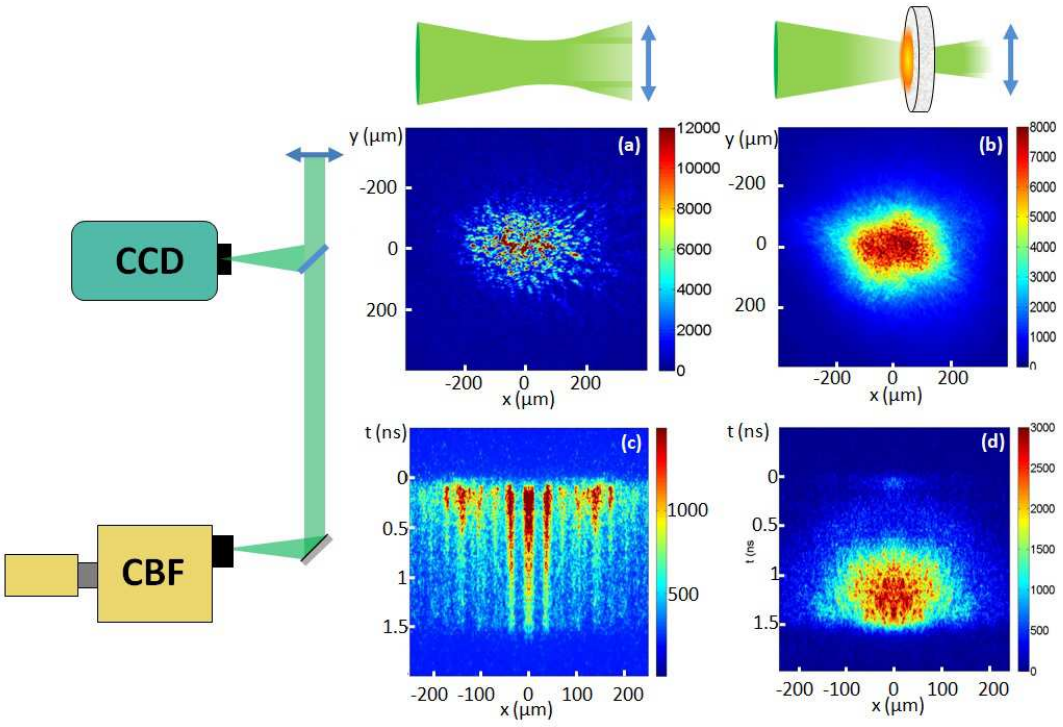


FIGURE 5.3 – Images en transmission obtenues dans le cas d'un tir à vide (images (a) et (c)) et après propagation à travers une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm (images (b) et (d)). La ligne supérieure correspond aux images 2D intégrées temporellement et la ligne du bas aux images 1D résolues en temps.

La figure 5.3 permet de comparer les résultats obtenus en transmission lorsque l'on image directement la tache focale, c'est à dire sans cible au centre chambre, avec les images enregistrées lorsque l'on image la face arrière d'une cible de mousse. Ainsi, les images (a) et (c) correspondent au premier cas, et les images (b) et (d) au second cas. La ligne du haut (images (a) et (b)) présente les images 2D intégrées en temps tandis que la ligne du bas (images (c) et (d)) est constituée d'images 1D résolues en temps.

Dans un premier temps, regardons les images correspondant à la tache focale du laser, sans traversée du plasma. L'image (a) nous montre la distribution d'intensité au sein de la tache focale. Une image similaire a déjà été présentée dans le chapitre 3 et nous avions alors vu que la taille de la tache mesurée était en accord avec la valeur attendue pour une RPP d'éléments 5 mm et une focale de 1600 mm. On distingue clairement au sein de la tache la figure de speckle générée par la RPP. Compte tenu du grandissement, notre résolution spatiale nous autorise une mesure de la taille moyenne des speckles. On trouve alors un rayon moyen de (8±2) μm, ce qui correspond à la limite de diffraction pour une optique de focalisation f/8 (à $\lambda_0 = 526.5$ nm). L'image (c), enregistrée lors du même tir, nous permet d'observer l'évolution temporelle de la distribution d'intensité, le long d'un diamètre de la tache focale. On retrouve alors encore une fois la distribution d'intensité caractéristique d'un faisceau RPP. On retrouve bien entendu sur cette image la largeur de la tache et la largeur des speckles. On peut remarquer que ces derniers, du fait du balayage temporel, se retrouvent dans l'image sous la forme de lignes verticales de forte intensité. Cette verticalité montre que la distribution d'intensité reste constante au cours du temps, sans déplacement des speckles. On note toutefois une diminution de l'intensité globale au cours du temps, qui est consécutive de la forme de l'impulsion laser dont la puissance a tendance à diminuer en fin d'impulsion.

Intéressons nous maintenant aux résultats obtenus après propagation à travers la mousse. En ce qui concerne l'imagerie intégrée en temps en figure (b), on constate tout d'abord que le faisceau ne semble ni dévié, ni déformé après sa propagation. Par ailleurs, aucun éclatement significatif n'est mesuré, la largeur à mi-hauteur mesurée de la tache étant de (240±30) μm. Par ailleurs, la taille des speckles est devenue inférieure à notre résolution spatiale de 1.6 μm. La figure (d), montrant l'évolution temporelle de l'intensité transmise a déjà été décrite dans le chapitre 3. Nous avions alors vu que l'absence de transmission durant les 0.7 premières nanosecondes était due à l'ionisation de la mousse. Passé ce temps, la mousse commence à transmettre de la lumière jusqu'à la fin de l'impulsion. Contrairement au cas du tir à vide, on ne retrouve pas les stries verticales caractéristiques des speckles mais une distribution d'intensité qui varie au cours du temps le long de l'axe spatial.

La figure 5.4 met clairement en évidence ces différences. On y présente le profil d'intensité normalisé obtenu après intégration temporelle du signal de la caméra à balayage de fente sur 200 ps, soit notre résolution temporelle. Cet intervalle d'intégration est centré sur t = 1 ns. On peut ainsi mettre en évidence que l'impulsion incidente (a) a été lissée spatialement après sa traversée du plasma (b). On remarque ainsi nettement dans ce dernier cas l'enveloppe de la tache focale à laquelle se superposent

des variations d'intensité à plus petite échelle spatiale, correspondant aux speckles.

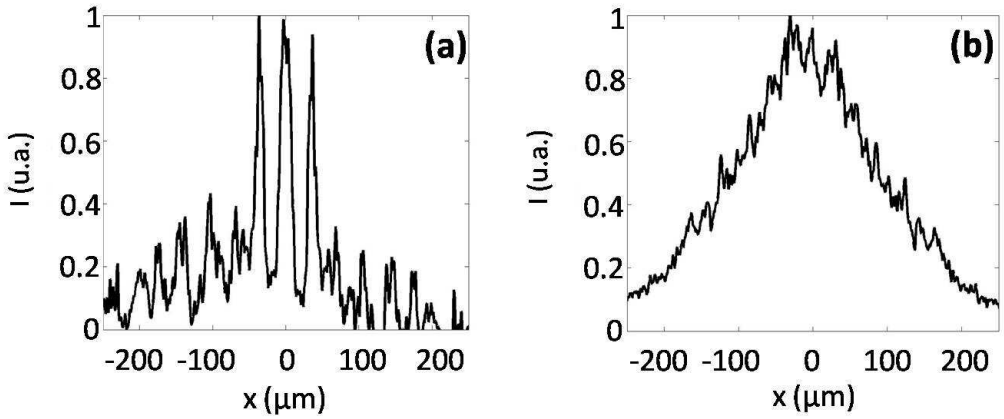


FIGURE 5.4 – Comparaison des profils spatiaux obtenus en transmission dans le cas d'un tir à vide (a) et après propagation à travers une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm (b). Le signal de la caméra à balayage de fente à t = 1 ns a été intégré temporellement sur 200 ps.

Comme précisé plus haut, leur taille est fortement réduite comparativement à ceux de la tache focale du faisceau incident. Leur dimension n'est cependant pas accessible à cause de l'intégration temporelle sur 200 ps qui conduit à la superposition de plusieurs speckles. Des profils tracés à différents instants au cours du signal montrent une enveloppe identique mais une localisation spatiale des speckles variant au cours du temps.

Une manière de quantifier le lissage du faisceau est de calculer le contraste en intensité. Ce dernier est défini par la relation suivante

$$C = \frac{\sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}}{\langle I \rangle} \tag{5.1}$$

I représente l'intensité du signal transmis et le symbole $\langle \cdot \rangle$ représente une moyenne spatiale dans un plan transverse à la propagation du faisceau, dans notre cas, le plan imagé par le diagnostic. On mesure donc le contraste de l'impulsion en sortie de plasma. En utilisant les résultats de l'imagerie résolue en temps, on peut obtenir le contraste instantané et son évolution temporelle. Nous ferons alors l'hypothèse que la distribution d'intensité est à symétrie de révolution autour de l'axe de propagation du faisceau, ce qui est raisonnable, compte tenu des images CCD. Dans ce cas, il est équivalent de calculer le contraste en moyennant sur tout le plan transverse ou en moyennant simplement le long d'un diamètre du faisceau.

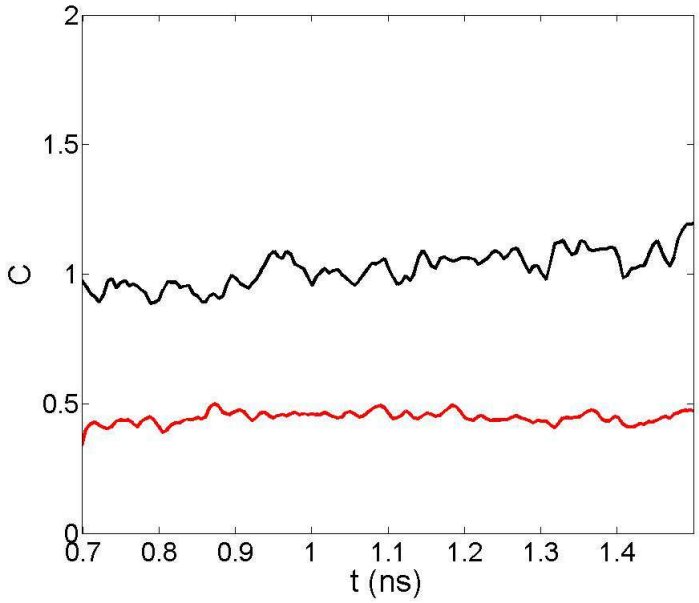


FIGURE 5.5 – Evolution temporelle du contraste spatial dans le cas d'un tir à vide (noir) et après propagation à travers une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm.

Le contraste instantané a été tracé en figure 5.5 pour le faisceau dans le vide (courbe noire) et le faisceau après propagation à travers la mousse (courbe rouge). Dans le cas du tir à vide, on constate que le contraste maintient une valeur constante durant toute la durée de l'impulsion, cette valeur étant très proche de 1. Dans le cas d'une distribution Gaussienne, qui est la distribution d'intensité attendue pour une RPP, la définition 5.1 implique effectivement que C = 1. Dans le cas du faisceau ayant traversé le plasma de mousse, on trouve un contraste réduit par rapport au cas sans plasma, avec une valeur d'environ 0.4. Cette réduction implique une plus faible valeur des écarts d'intensité par rapport à l'intensité moyenne. Il s'agit donc d'une caractérisation directe du lissage de l'impulsion. Le fait que ce contraste maintienne une valeur constante durant toute la durée de la transmission implique que le lissage prend effet dès l'instant où la mousse commence à transmettre (ou plus tôt) et qu'il se maintient durant tout le reste de l'impulsion laser. Par ailleurs, il faut garder à l'esprit que notre résolution temporelle est limitée à 200 ps. Chacun des points de la courbe résulte donc d'une moyenne sur cet intervalle de temps. En conséquence, si la figure 5.5 ne représente pas un réel contraste instantané, on peut en déduire que le phénomène de lissage s'établit en un temps inférieur à 200 ps.

Les études précédentes sur le lissage plasma ont montré que ce dernier peut se produire dans deux types de situations, mettant en jeu des processus différents. Dans le premier régime, les points chauds de la tache RPP sont stables vis-à-vis de la filamentation mais les fluctuations de densité

qu'ils excitent (de manière thermique ou via la force pondéromotrice) constituent un germe suffisant pour l'instabilité Brillouin vers l'avant. Le lissage plasma est alors la conséquence du couplage entre cette instabilité et les fluctuations de densités [72, 73]. Ce régime s'applique pour de très faibles densités électroniques (n_e/n_c de l'ordre de quelques pourcents) et pour des intensités laser modérées (de l'ordre de 10^{13} W/cm^2), correspondant à des valeurs de P/P_c très inférieures à l'unité. Il ne nous concerne donc pas ici puisque nous avions vu au chapitre 3 que la majorité des spekles étaient instables vis-à-vis de la filamentation ($P/P_c > 1$) dans la plus grande partie du profil de densité de nos cibles. Dans notre cas, c'est cette fois l'instabilité de filamentation qui sert de germe à la diffusion Brillouin vers l'avant. Le couplage entre les ondes ioniques générées au niveau des points chauds et la diffusion Brillouin vers l'avant est à l'origine du lissage [70, 74].

Il est intéressant de constater expérimentalement l'influence du paramètre P/P_c sur l'efficacité du lissage. En maintenant la densité électronique constante, on peut modifier ce paramètre simplement en faisant varier l'énergie, donc l'intensité laser. La figure 5.6 (a) montre les mesures de transmission résolue en temps obtenues après propagation à travers une mousse de 3 mg/cm^3 préformée pendant 1 ns. A ce temps, la mousse est totalement ionisée et on peut observer la transmission au cours de toute la durée de l'impulsion.

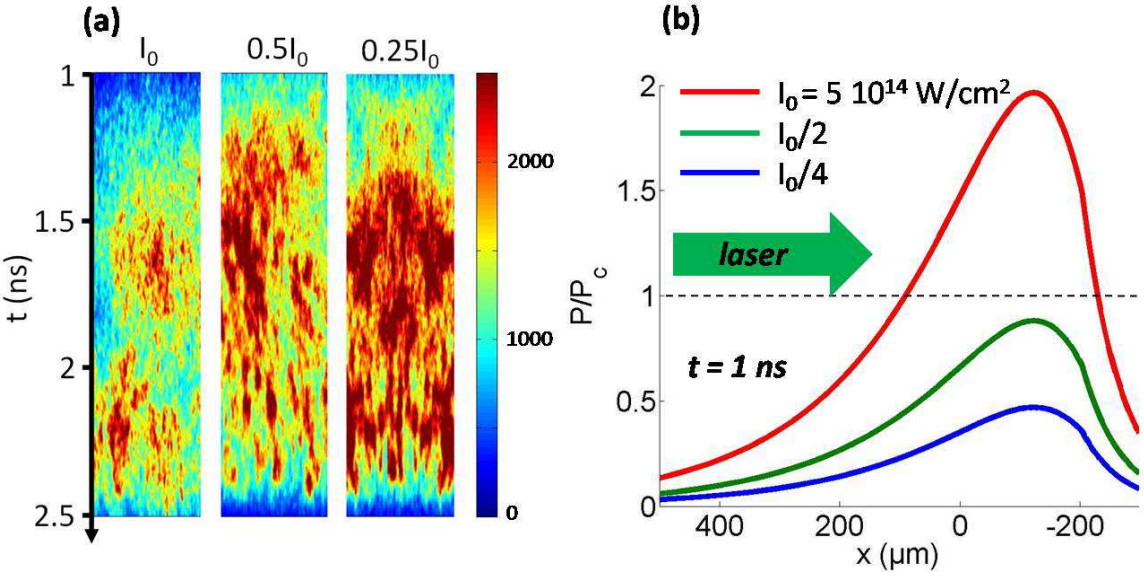


FIGURE 5.6 – (a) Transmission résolue en temps après propagation à travers une mousse de 3 mg/cc - 300 μm. De gauche à droite : intensité nominale I_0, intensité $I_0/2$, intensité $I_0/4$. (b) P/P_c calculé le long du profil de densité de la mousse à t = 1 ns, pour les trois cas précédents. Le plan initial d'entrée dans la mousse se situe en x = 0.

Le signal de gauche a été mesuré pour une intensité laser nominale, soit $I_0 = 5 \times 10^{14}$ W/cm^2 pour une énergie de 400 J environ. Le signal du milieu a été obtenu après division de l'intensité laser par deux, et celui de droite pour le quart de l'intensité nominale. A l'intensité laser la plus forte, comme sur l'image de la figure 5.3 (d), on observe une distribution d'intensité lissée par rapport au cas RPP. Après t = 2 ns, on observe également le retour de sur-intensités à plus grande échelle jusqu'en fin d'impulsion, signe que le lissage est moins efficace. Dans le cas $I = I_0/2$, la reformation de tels points chauds est observée entre 1.5 ns et 2 ns. Enfin dans le cas $I = I_0/4$, au delà de 1.5 ns, le lissage n'est pas efficace.

La figure 5.6 (b) montre la valeur de P/P_c calculée le long de l'axe de propagation du laser pour les trois cas précédents. Ces valeurs ont été calculées à t = 1 ns soit juste après la fin de l'ionisation, à partir des profils de densité déduits du modèle présenté dans le chapitre 3 et de la température électronique déduite des résultats présentés dans le même chapitre. Dans le cas du tir à intensité nominale, on peut voir que P/P_c dépasse 1 sur une longueur de l'ordre de 300 μm, ce qui autorise un lissage efficace. En revanche, pour le tir à $I_0/2$, P/P_c n'est proche de 1 que sur une distance inférieure à 100 μm et dans le cas $I_0/4$, sa valeur est toujours inférieure à 0.5. Ces variations sont en accord avec les observations expérimentales de la figure 5.6 (a). De plus, même si notre description simple de l'hydrodynamique ne nous permet pas de calculer les valeurs de P/P_c aux temps plus longs, la décroissance de la densité électronique implique nécessairement une diminution de ce paramètre, ce qui explique la perte de l'effet de lissage au bout d'un certain temps, et ce d'autant plus précocément que la valeur initiale de P/P_c est faible.

En conséquence, dans notre expérience, le lissage observé est bien dû à la valeur élevée de P/P_c. Pour étudier l'effet de ce lissage sur la rétrodiffusion Brillouin, une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm paraît être le choix le plus approprié, car produisant un lissage conséquent tout en conservant un taux de transmission élevé, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

5.2.2 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par RPP

Après avoir montré que le faisceau, après propagation à travers une mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm, a bien perdu de sa cohérence, nous allons à présent exposer les résultats obtenus lorsque ce faisceau interagit avec une cible solide. Rappelons qu'il s'agit d'une cible de CH d'épaisseur 50 μm, comme présenté en figure 5.2. Afin de pouvoir par la suite effectuer une comparaison, nous allons dans un premier temps étudier l'interaction du faisceau sans lissage plasma, avec la cible solide. Pour que cette comparaison soit pertinente, il convient de mesurer la rétrodiffusion de la feuille seule dans des conditions les plus proches possibles de celles de la cible composée. En effet, après propagation à travers la mousse, en dehors de l'effet de lissage, nous avons vu (paragraphe 3.2) que l'impulsion laser est modifiée en durée (du fait de l'ionisation) et en énergie (du fait de l'absorption par le plasma). Par ailleurs, l'étude de la transmission résolue en temps a montré qu'avant même le débouché du

front d'ionisation, de la lumière diffusée était transmise à travers la mousse. Cette lumière est donc susceptible de créer un pré-plasma au niveau de la feuille avant l'arrivée réelle de la transmission. Dans ces conditions, une comparaison directe avec des résultats en feuille non préformée pourrait être remise en question. Pour ces raisons, nous étudions ici la rétrodiffusion d'une feuille de CH 50 μm pour diverses conditions d'irradiation, avant de sélectionner le cas le plus pertinant pour notre étude. Notons que pour des raisons qui seront explicitées ultérieurement, nous nous focaliserons sur la rétrodiffusion Brillouin, laissant le Raman de côté.

Sur la figure 5.7, on présente les taux de rétrodiffusion Brillouin mesurés lors de l'irradiation d'une feuille de CH 50 μm, pour différentes énergies du faisceau d'interaction et différentes durées de préformation du plasma. L'énergie du faisceau de création est maintenue constante à (360±10) J

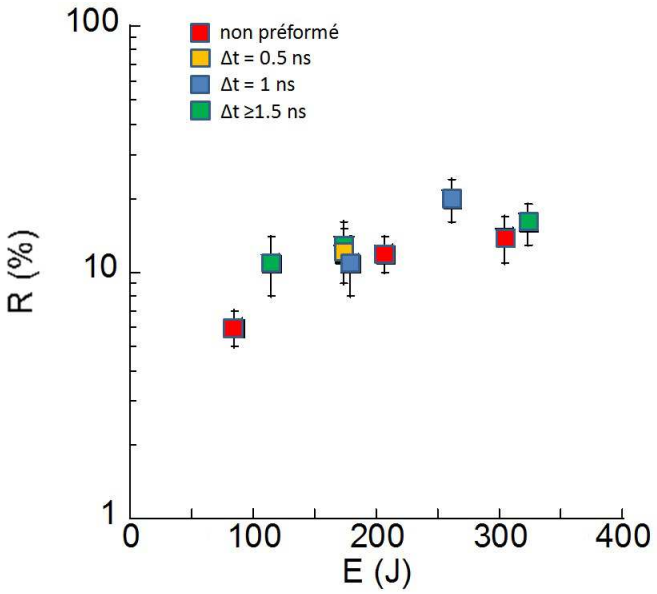


FIGURE 5.7 – Taux de rétrodiffusion Brillouin mesurés pour des feuilles de CH 50 μm en fonction de l'énergie du faisceau d'interaction. On présente des cas correspondant à des plasmas non préformés, ou bien des plasmas préformés pendant 0.5, 1, 1.5 et 1.7 ns.

On remarque que la durée de la phase de préformation influence peu le taux de rétrodiffusion mesuré. Ainsi, pour une préformation de 0.5, 1 et 1.5 ns et une énergie du faisceau d'interaction d'environ 200 J, on mesure un taux de rétrodiffusion de (10±3) %. Seule la variation en énergie du faiceau d'interaction provoque un changement dans le taux mesuré. Ainsi, dans le cas des cibles non préformées par exemple, le taux de rétrodiffusion est de (6±2) % pour une énergie incidente de 84 J et passe à (12±3) % pour une énergie incidente de 207 J. Dans l'ensemble, il semble que pour des énergies inférieures à 100 J, l'instabilité se trouve dans sa phase de croissance, tandis que pour les énergies supérieures on entre dans un régime de saturation, avec un niveau de rétrodiffusion

toujours inférieur à 20%.

Une deuxième question qui se pose maintenant concerne l'allure du spectre rétrodiffusé. En particulier, dans les cas où la durée de préformation est inférieure à 1.5 ns, on est en présence d'un recouvrement temporel des deux impulsions (étant donné que leur durée est fixée à 1.5 ns chacune), ce dernier étant susceptible de modifier le décalage spectral observé. Sur la figure 5.8, on présente les spectres Brillouin résolus en temps obtenus pour des décalages entre faisceaux de 0.5 ns (a), 1 ns (b) et 1.5 ns, obtenus pour des énergies comparables pour les deux faisceaux.

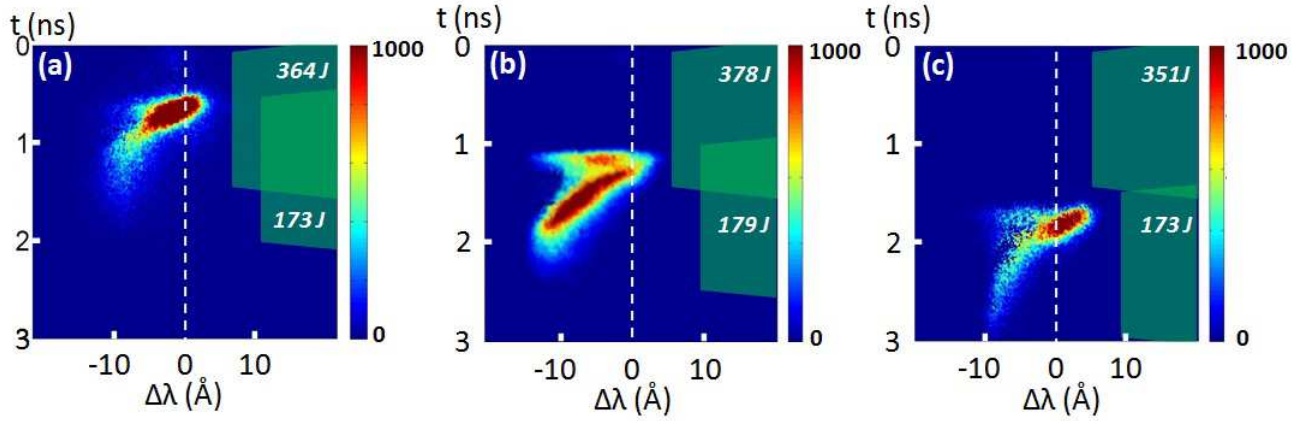


FIGURE 5.8 – Spectres Brillouin résolus en temps de la lumière rétrodifusée d'une feuille de CH 50 μm pour un retard entre les deux impulsions de (a) 0.5 ns, (b) 1 ns et (c) 1.5 ns.

Dans les trois cas, la figure 5.7 nous montre que les trois tirs présentent des taux de rétrodiffusion similaires, voisins de 10 %. D'un point de vue spectral, on remarque la présence de deux composantes dans le spectre. Une première contribution apparaît au début de l'irradiation par le faisceau d'interaction. Cette contribution est de faible durée (de l'ordre de la résolution temporelle du diagnostic) mais présente une grande largeur spectrale (typiquement une dizaine d'Angströms) et est principalement décalée vers le bleu. La deuxième composante commence également en début d'irradiation par le faisceau d'interaction, mais est spectralement étroite (de l'ordre de 2Å). Elle se décale vers le bleu au cours du temps et disparaît lorsque ce décalage atteint -10 Å pour tous les tirs. En revanche, ce mouvement vers le bleu est d'autant plus lent que la cible est préformée longtemps. Au regard des rapports d'intensité entre les deux contributions, c'est vraisemblablement la deuxième qui contribue principalement aux taux de rétrodiffusion mesurés. En anticipant sur les résultats en cible composée, on peut donc a priori ignorer la légère préformation de la feuille, qui ne conduit pas à des modifications significatives de la rétrodiffusion. En revanche, il convient de s'assurer que le signal rétrodiffusé est suffisamment fort pour être mesuré, compte tenu de la dynamique de la caméra relativement faible. Une manière de s'en assurer consiste à comparer les énergie rétrodiffusées par les mousses avec celles des feuilles. C'est ce qui est représenté sur la figure

5.9, où l'on a ajouté également les mesures effectuées dans le cas des cibles composées (les cas où la distance est inférieure à 1.2 mm sont présentés pour information mais ne rentrent pas dans le cadre du présent chapitre).

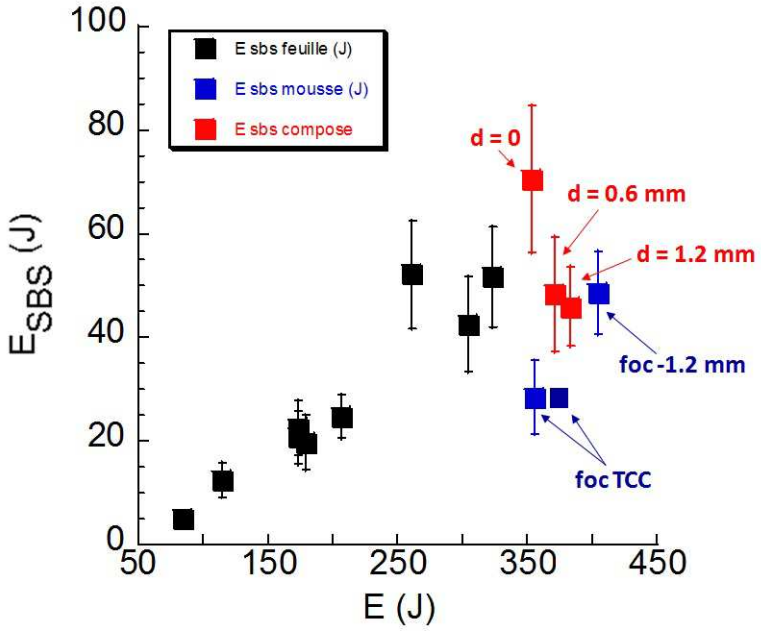


FIGURE 5.9 – Energies rétrodiffusées dans la gamme Brillouin pour les différentes feuilles, pour les mousses et les cibles composées. Dans le cas des mousses, on présente les résultats pour différentes focalisations du faisceau laser (0 et -1.2 mm) et pour les cibles composées, on a également inclu plusieurs distances entre les cibles (0, 0.6 et 1.2 mm).

Sachant que la mousse transmet environ 30% de l'énergie incidente, soit entre 100 et 130 J selon les tirs, on s'attend à ce que la feuille rétrodiffuse entre 10 et 20 J dans la gamme Brillouin, d'après la figure 5.9. Comparativement, la mousse rétrodiffuse entre 30 et 50 J. Le rapport entre la contribution de la mousse et celle de la feuille est donc de l'ordre de 2 ou 3, ce qui est parfaitement accessible à la dynamique de la caméra, qui est de l'ordre de 10. Enfin, les résultats précédemment exposés (page 74) ont montré que l'absorption dans la mousse, après le débouché du front d'ionisation était relativement faible (<20 %) ce qui exclut une forte diminution du signal de la feuille après propagation dans la mousse.

En conclusion, pour la comparaison de la rétrodiffusion de la feuille en faisceau RPP et en faisceau lissé par plasma, nous utiliserons comme référence le tir sur feuille non préformé à 84 J. Les spectres Raman et Brillouin correspondant à ce tir sont présentés sur la figure 5.10. L'image (a) représente le spectre Raman résolu en temps et l'image (b) le spectre Brillouin résolu en temps.

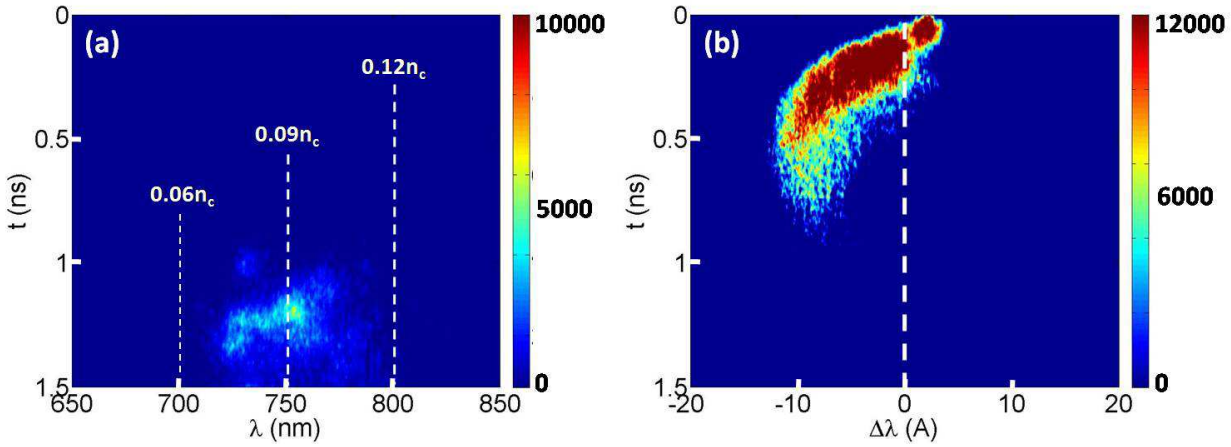


FIGURE 5.10 – Spectres en rétrodiffusion obtenus par irradiation d'une feuille de CH 50 μm seule. (a) Spectre Raman résolu en temps. (b) Spectre Brillouin résolu en temps.

Le spectre Raman est compris entre 700 et 800 nm, ce qui correspond à des densités électroniques comprises entre $0.06n_c$ et $0.12n_c$, dans l'approximation de température nulle. On peut remarquer que la rétrodiffusion Raman se présente sous la forme d'une émission discontinue, autant temporellement que spectralement. A l'inverse, le spectre Brillouin est continu. L'émission commence dès le début de l'impulsion avec un décalage spectral quasiment nul puis le spectre se décale très rapidement vers le bleu, atteignant une valeur de -10 Å 400 ps après le début de l'irradiation, puis l'émission cesse. Ce comportement est très similaire à celui que nous avons observé sur les spectres présentés en figure 5.8, ce qui valide notre choix.

Afin de comprendre les différences de comportement entre SBS et SRS, on peut en premier lieu évaluer les seuils en intensité pour les deux instabilités dans nos conditions. La figure 5.11 montre les seuils convectifs en intensité pour les deux instabilités, calculés en fonction de la densité électronique pour un plasma homogène. La valeur de température utilisée est de 0.5 keV. Dans le cas de la rétrodiffusion Raman (a), on constate que l'on est relativement proche du seuil pour les densités mesurées à partir du spectre. En conséquence, le comportement discontinu du spectre peut être imputé au fait que l'intensité moyenne se trouve juste au niveau ou en dessous du seuil de l'instabilité. Ainsi, seuls les points chauds de plus forte intensité sont susceptibles de donner lieu à une activité Raman. Dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin (b) en revanche, l'intensité moyenne est largement au- dessus du seuil convectif et on observe un spectre continu.

En vue de la comparaison avec le cas de la cible composée, rappelons que la mousse ne transmet de la lumière qu'entre t = 0.7 ns et t = 1.5 ns. Cela signifie que les spectres présentés précédemment doivent être décalés temporellement de 0.7 ns pour une comparaison pertinente. Dans le cas du

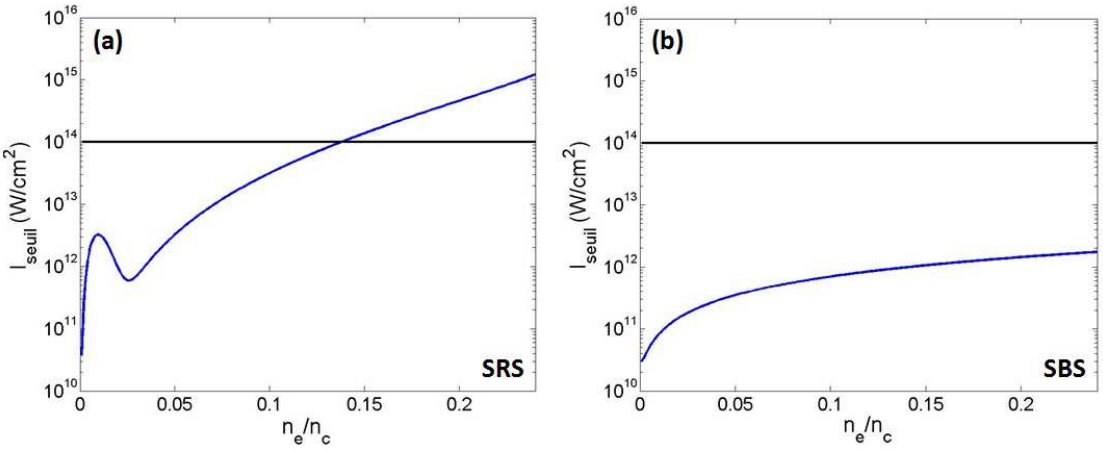


FIGURE 5.11 – Seuils convectifs en intensité pour la rétrodiffusion Raman (a) et Brillouin (b) en fonction de la densité électronique, pour nos conditions lasers en plasma homogène infini.

Raman, l'émission ne peut donc apparaître qu'entre t = 1.7 ns et t = 2.2 ns soit après la fin de l'impulsion. On ne s'attend donc pas à observer du Raman dans le cadre de la cible composée avec du CH 50 μm. Compte tenu de cette dernière considération ainsi que du très faible niveau de signal, on ignorera le Raman dans le reste de cette étude, conformément à ce qui a été annoncé au début de ce paragraphe.

5.2.3 Rétrodiffusion d'une feuille de CH épaisse irradiée par un faisceau lissé par plasma

Sur la figure 5.12, on compare les spectres Brillouin obtenus dans le cas d'une mousse seule, d'une feuille de CH 50 μm seule et de la cible composée, pour laquelle les cibles précédentes sont séparées d'une distance de 1.2 mm.

Le spectre de la mousse seule a déjà été présenté dans le chapitre 3. Nous le mettons ici en tant que référence. Rappelons ici simplement ses principales caractéristiques. Tout d'abord, l'émission commence dès le début de l'impulsion laser et se poursuit jusqu'à environ t = 0.7 ns, soit le début de la transmission de la mousse. D'un point de vue spectral, le spectre est globalement décalé vers le rouge et la longueur d'onde d'émission diminue au cours du temps. Ainsi, le décalage observé passe de 5 Å en début de signal à -7 Å en fin d'émission pour la partie la plus bleue du spectre.

Le spectre de la feuille a été décrit dans la section précédente. Dans ce paragraphe, nous le présentons avec un décalage temporel de 0.7 ns, afin de correspondre au temps d'arrivée de l'impulsion sur la feuille dans le cas de la cible composée, ce décalage étant dû à l'ionisation de la mousse.

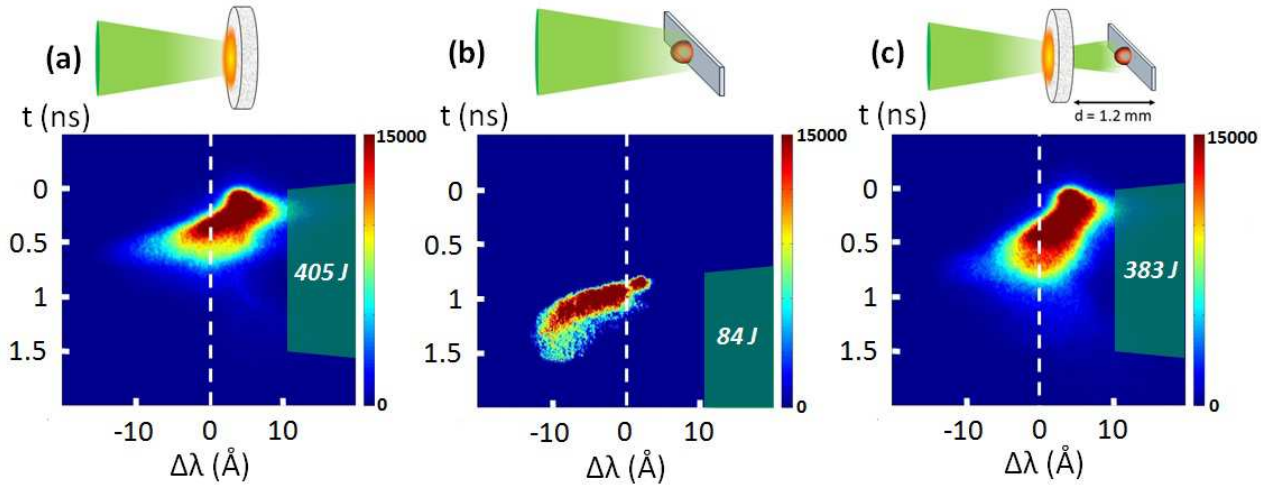


FIGURE 5.12 – Spectres Brillouin résolus en temps obtenus pour une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm (a), une feuille de CH 50 μm (b) et une cible composée mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm + CH 50 μm (c), irradiées par un seul faisceau (faisceau d'interaction).

Passons maintenant au spectre de la cible composée qui est celui qui nous intéresse ici. L'émission commence en même temps que le début de l'impulsion laser, avec un décalage spectral de 5 Å environ. Par la suite, le spectre s'élargit vers le rouge jusqu'à 10 Å puis se décale vers le bleu au cours du temps. Jusqu'à t = 0.5 ns, on retrouve en fait le spectre de la mousse tel que présenté dans la partie (a) de la figure 5.12. Ceci était attendu puisque à ce temps, la mousse n'a pas commencé à transmettre et il n'y a donc pas d'influence de la feuille. Entre t = 0.5 ns et t = 0.9 ns, on remarque que le spectre mesuré dans le cas de la cible composée est légèrement différent de celui de la mousse seule. Nous attribuons cette différence, qui n'influence aucunement les remarques qui vont suivre, aux fluctuations d'énergie tir à tir. Pour ce qui concerne les temps supérieurs à 0.7 ns, on s'attendrait à observer l'émission de la feuille, soit un spectre étroit, se décalant vers le bleu au cours du temps. Or, l'image (c) de la figure 5.12 ne présente aucun signal détectable dans le bleu au- delà de t = 0.9 ns.

Afin de mieux visualiser cette différence, les trois spectres sont représentés sur la figure 5.13 en fonction du temps, après intégration sur la plage [-10 Å - 0 Å], c'est à dire la plage de variation du signal de la feuille. Les signaux sont représentés en terme de variation de la puissance rétrodiffusée sur la plage spectrale considérée, calculée à partir de la réflectivité intégrée. Par ailleurs, le signal de feuille a été corrigé de l'absorption instantanée par le plasma de mousse, qui est de l'ordre de 20 %, afin de bien représenter le signal qui serait observé dans le cas de la cible composée s'il n'y avait pas d'effet du lissage plasma. On peut voir que la feuille rétrodiffuse entre 10 et 20 GW tandis que la mousse rétrodiffuse jusqu'à 30 GW, toujours dans la bande spectrale considérée. Les deux contributions sont donc de niveaux comparables. De plus, les deux signaux sont bien distincts temporellement. Dans le cas de la cible composée, on retrouve la contribution de la mousse, bien qu'un

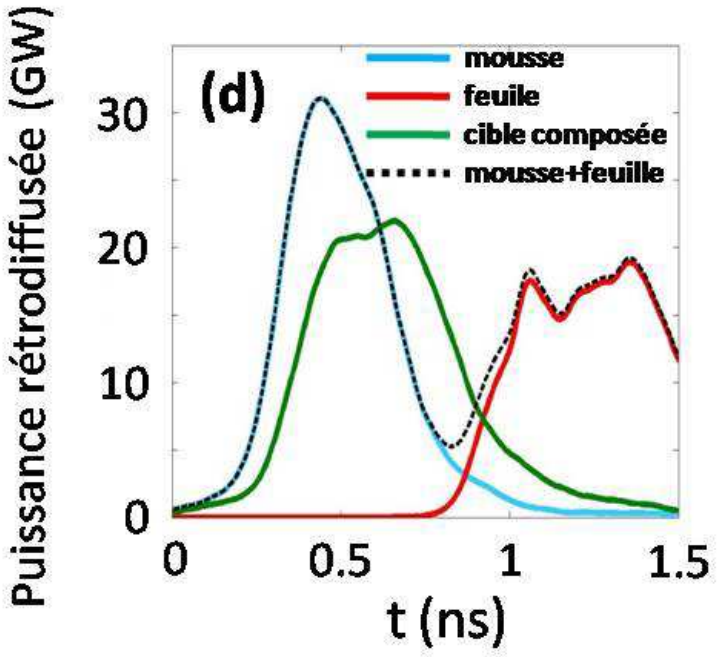


FIGURE 5.13 – Evolution temporelle des réflectivités Brillouin à partir des spectres intégrés sur la plage [-10$\mathring{A}$ - 0 $\mathring{A}$] pour les trois cibles étudiées. Le signal de la feuille seule a été corrigé de l'absorption de la mousse afin de représenter le signal attendu en l'absence de lissage plasma.

peu plus faible (20 GW rétrodiffusés au maximum) et durant un peu plus longtemps, comme nous l'avons vu dans les images des spectres. En revanche, on ne trouve pas de signal correspondant à la contribution de la feuille aux temps longs. Sans effet de lissage plasma, on s'attendrait à observer en effet la somme des contributions de la mousse et de la feuille, somme représentée en pointillés noirs sur la figure 5.13. Le faible signal mesuré entre 1 et 1.5 ns dans le cas de la cible composée est inférieur à 5 GW. Entre le cas de la feuille seule et celui de la cible composée, on mesure donc une réduction de la rétrodiffusion Brillouin d'au moins un facteur 5.

Dans la suite, nous allons nous pencher sur les causes possibles de cette réduction et nous discuterons également de l'origine des différences observées entre le spectre de la mousse seule et celui de la cible composée. Enfin, notons qu'aucune différence n'a été observé sur les signaux Raman, comme attendu au vu de la discussion du paragraphe précédent.

5.3 Simulations numériques

Afin d'aider à l'interprétation des résultats expérimentaux, nous avons procédé à des simulations numériques que nous allons présenter dans cette partie. Ces simulations ont été réalisées avec le code HERA [75] du CEA/DAM, qui simule la propagation du champ laser dans l'approximation paraxiale et prend en compte la réponse du plasma via un couplage avec un module d'hydrodynamique. Afin de se rapprocher au mieux de la situation expérimentale, nous avons choisi d'effectuer ces simulations en deux temps. La première étape a consisté à simuler l'incohérence induite par le plasma de mousse et d'en déduire les caractéristiques (ouverture, énergie, cohérence) du faisceau transmis. La deuxième étape a consisté à simuler l'interaction de l'impulsion transmise avec la feuille de CH, en faisant varier le niveau d'incohérence de faisceau de manière à tester son effet sur la rétrodiffusion Brillouin.

5.3.1 Simulation du lissage plasma

Dans le chapitre 3, nous avons vu que le processus d'ionisation des mousses conduit à une description erronée de l'hydrodynamique du plasma par les simulations numériques. En particulier, cela nous pose un problème par rapport à la simulation des spectres rétrodiffusés étant donné la forte dépendance des instabilités de diffusion Raman et Brillouin par rapport aux profils hydrodynamiques. En ce qui concerne le lissage, nous pouvons contourner ce problème comme nous allons le montrer dans la suite.

Nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, le lissage plasma se produit dans la région du plasma où le paramètre P/P_c est suffisamment grand. Pour la cible de mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm qui nous intéresse ici, nous avons vu qu'en fin d'ionisation, le profil de densité électronique du plasma peut être décrit par une exponentielle à l'avant du plasma, suivit d'un plateau de densité à $0.24n_c$. Si l'on s'en réfère à la figure 3.22, les valeurs de P/P_c importantes (> 1) sont rencontrées pour les densités électroniques supérieures à $0.1n_c$. Ces densités électroniques sont situées au niveau du plateau de densité ou très proche de ce dernier (voir figure 3.19). Etant donnée qu'elle contribue peu au phénomène de lissage plasma ($P/P_c < 1$), on peut en bonne approximation ignorer la partie en détente du profil de densité pour étudier numériquement le lissage plasma. Dans l'expérience, la première partie de l'impulsion laser (avant 0.7 ns) est utilisée pour ioniser et chauffer le plasma et ne nous intéresse pas ici. L'instant initial correspond donc à la fin de l'ionisation et la simulation a pour conditions initiales un plasma totalement ionisé et homogène en densité, avec n_e/n_c=0.24 et T_e =0.8 keV. L'impulsion laser, de longueur d'onde de 526.5 nm, est focalisée avec une ouverture de f/8 conformément au dispositif expérimental. La distribution d'intensité dans le plan focal correspond à celle de l'expérience, avec des speckles de largeur à mi-hauteur 5 μm et une intensité moyenne de 5×10^{14} W/cm^2. Pour autoriser une simulation numérique en trois dimensions, la durée de l'impulsion a été réduite à 200 ps. Il s'agit toutefois d'un temps suffisamment long pour que le lissage plasma atteigne un état stationnaire [70]. En revanche, durant cet intervalle de temps, le plasma ne subit pas d'évolution hydrodynamique significative contrairement au cas expérimental

où la densité maximale décroît rapidement environ 300 ps après la fin de l'ionisation. Cependant, aucune perte de l'efficacité du lissage n'a pu être mesurée aux temps longs pour ce type de cibles, le contraste spatial restant constant et inférieur à 0.5 jusqu'en fin d'impulsion (voir figure 5.5).

La situation que nous venons de décrire est schématisée en figure 5.14 (a). De plus, nous présentons l'évolution temporelle du profil de densité électronique issue de la simulation. On peut voir que la détente du plasma est effectivement faible durant la durée de l'impulsion et que le plateau de densité est conservé.

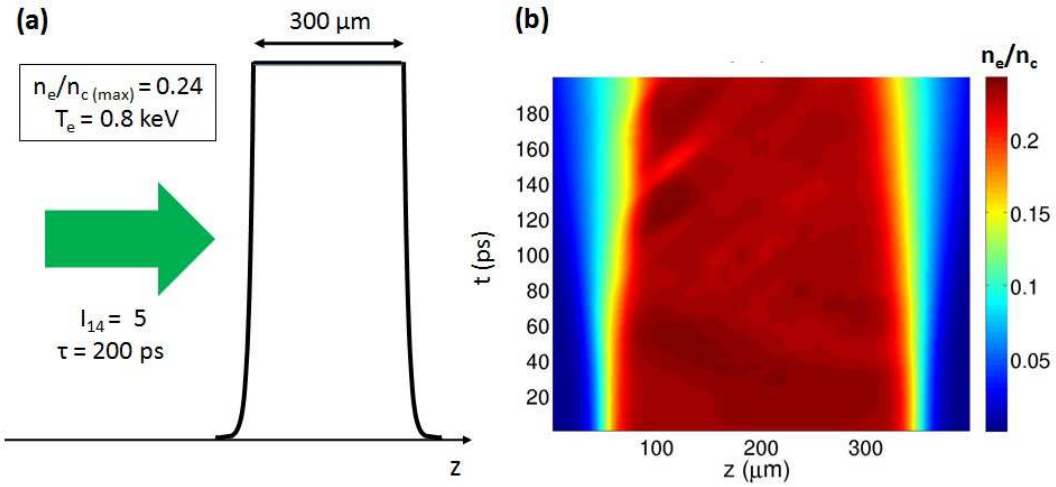


FIGURE 5.14 – (a) Représentation schématique du profil de densité électronique utilisé pour simuler le lissage plasma induit par une mousse de 3 mg/cm^3 - 300 μm. (b) Evolution temporelle simulée du profil de densité électronique.

Comme nous l'avons fait expérimentalement, nous allons caractériser numériquement le lissage plasma en étudiant les modifications de la distribution d'intensité laser lors de la propagation. Sur la figure 5.15, on présente la distribution d'intensité laser simulée à t = 200 ps dans différents plans au sein du plasma.

En entrée de plasma (z = 0), on a naturellement la distribution d'intensité de la tache focale dans le vide. En observant les différents plans, on constate que la taille transverse des speckles diminue au cours de la propagation et que leur nombre augmente. Après propagation (z = 400 μm), on observe bien un lissage de la distribution d'intensité. On peut noter que ce lissage était déjà bien présent après seulement 200 μm de propagation.

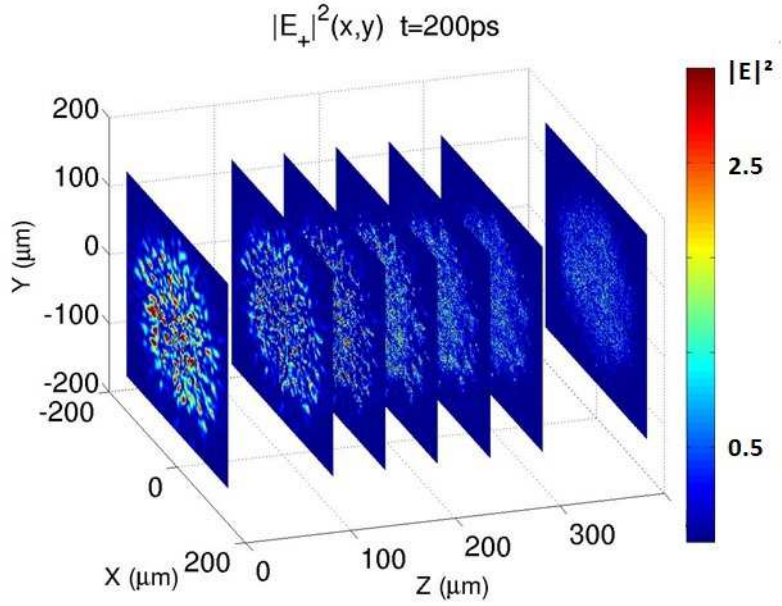


FIGURE 5.15 – Distribution d'intensité laser en fin d'impulsion (t = 200 ps) dans différents plans transverses le long de l'axe de propagation du laser.

Expérimentalement, nous avons mesuré la distribution d'intensité dans le plan de sortie de la cible, c'est à dire après propagation. Nous allons donc maintenant nous focaliser sur la distribution d'intensité simulée en sortie de plasma.

La figure 5.16 présente la distribution d'intensité avant propagation (z = 0) dans le plasma (en (a) et (c)) et après propagation (z = 400 μm) dans le plasma (en (b) et (d)). Les images (a) et (b) correspondent à la distribution spatiale dans les plans transverses à la propagation du faisceau comme en figure 5.15. Les images (c) et (d) représentent la distribution d'intensité selon le diamètre du faisceau avec son évolution temporelle au cours de l'impulsion.

En (a) on retrouve la distribution d'intensité dans le vide déjà présentée en figure 5.15. L'image (c) avec résolution temporelle au cours de l'impulsion montre les speckles statiques caractéristiques du lissage spatial par RPP. Ces deux images correspondent au faisceau expérimental dont la distribution d'intensité a été mesurée et présentée en figure 5.3. Après propagation, on observe bien le lissage de l'impulsion avec une réduction de la taille des speckles et l'augmentation de leur nombre. Comme vu expérimentalement, il n'y a pas d'éclatement significatif (b). Dans le cas résolu temporellement (d), on remarque que les speckles statiques caractéristiques de la tache RPP sont présents en tout début d'impulsion. Après 10 ps, les speckles voient leur diamètre diminuer et leur durée de vie est réduite à quelques picosecondes.

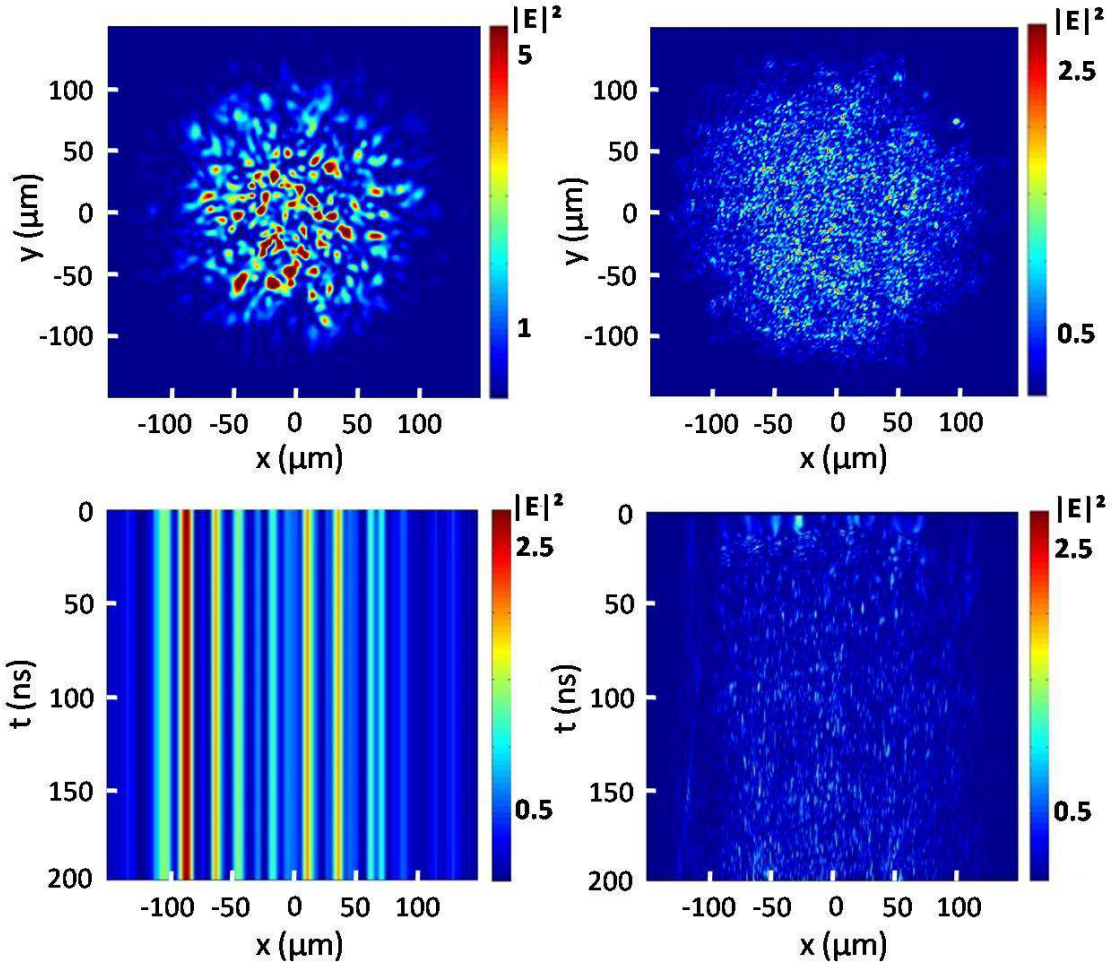


FIGURE 5.16 – Distribution simulée avant propagation dans le plasma à t = 200 ps (a) dans le plan transverse, (c) long du diamètre du faisceau avec résolution temporelle. Distribution simulée après propagation dans le plasma à t = 200 ps (b) dans le plan transverse, (d) long du diamètre du faisceau avec résolution temporelle.

Quantitativement, le lissage est caractérisé par le contraste spatial associé à la distribution d'intensité, comme nous l'avons vu plus haut. La figure 5.17 représente le contraste résolu en temps calculé à partir de la distribution d'intensité simulée dans le plan d'entrée du plasma (courbe bleue) et dans le plan de sortie du plasma (courbe verte).

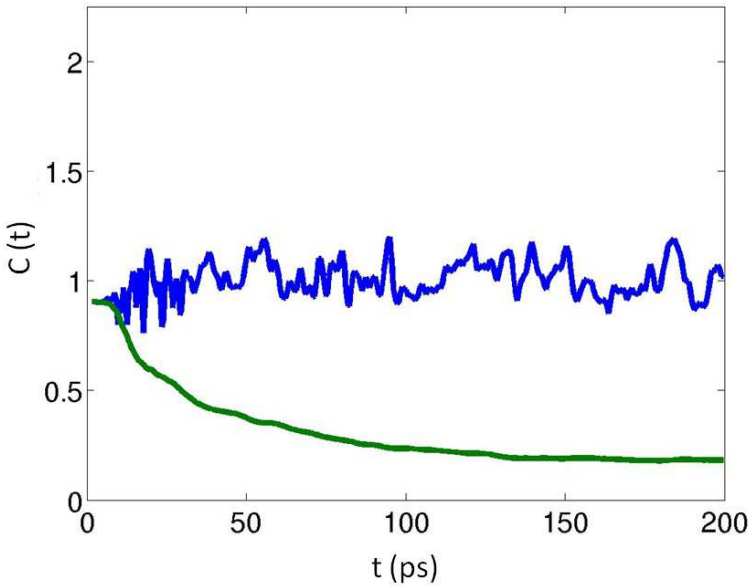


FIGURE 5.17 – Contraste spatial résolu en temps de la distribution d'intensité simulée en sortie de plasma (z = 400 μm).

Avant propagation, le contraste de la distribution d'intensité est proche de 1 pendant toute la durée de l'impulsion, comme on l'attend pour une statistique gaussienne. Nous l'avons vérifié expérimentalement et présenté en figure 5.5. En sortie du plasma, on voit le contraste instantané diminuer rapidement et se stabiliser autour de 0.2, 100 ps après le début de l'impulsion. Il reste par la suite constant. Expérimentalement, nous avons aussi observé un contraste inférieur à 1, stable pendant la durée de l'impulsion, mais avec une valeur un peu plus élevée, proche de 0.5. Cette différence peut être attribuée au fait que notre résolution temporelle expérimentale est limitée à 200 ps. Sur ce temps, les différentes réalisations de la distribution d'intensités sont sommées au niveau du détecteur, ce qui conduit à une augmentation du contraste.

Sur l'ensemble de ces résultats, on observe donc un bon accord entre la simulation et les mesures expérimentales. De ce fait, nous allons nous baser sur ces simulations pour connaître la valeur du temps de cohérence de l'impulsion après propagation, qui n'a pas pu être mesuré avec le dispositif expérimental dont nous disposions. En figure 5.18, on présente la méthode de détermination du temps de cohérence du faisceau simulé en sortie de plasma à partir de la fonction de corrélation temporelle $C_E(\tau) =< E^*(t)E(t+\tau) > / < E^*(t)E(t) >$ (où <> représente une moyenne temporelle et E^* est la quantité conjuguée du champ complexe E).

Le temps de cohérence est défini comme étant la valeur de τ pour laquelle $|C_E(\tau)|^2 = 0.5$. Cette définition nous conduit donc à une valeur du temps de cohérence de l'impulsion après propagation de $\tau_c = 3.3$ ps.

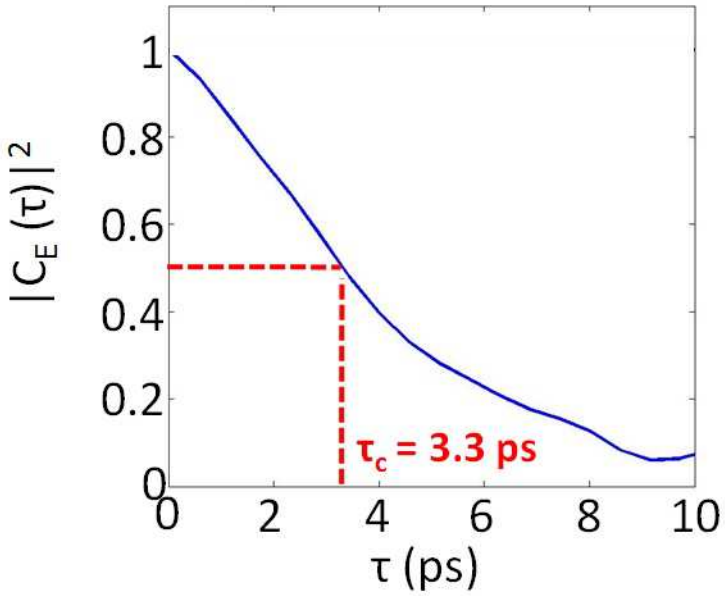


FIGURE 5.18 – Détermination du temps de cohérence du faisceau simulé en sortie de plasma à partir de la fonction de corrélation temporelle du champ électrique.

Comme nous le verrons dans la suite, la valeur du temps de cohérence est le paramètre qui gouverne l'effet du lissage plasma sur la rétrodiffusion Brillouin. Bien que non directement mesuré expérimentalement, nous allons au cours des paragraphes suivants montrer que l'on peut tout de même donner un encadrement de la valeur de τ_c à partir de nos résultats expérimentaux et de la littérature sur le sujet. Nous pourrons alors confronter cette estimation avec la valeur issue de la simulation.

5.3.2 Simulation de l'interaction du faisceau lissé avec une cible solide

Nous venons de voir que la simulation du lissage de l'impulsion laser par le plasma de mousse reproduit bien les résultats expérimentaux. Dans la suite, nous allons procéder à la deuxième étape de la simulation, à savoir l'étude de l'effet du lissage plasma sur l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin. Pour cela, nous modélisons la situation expérimentale en irradiant une feuille de CH 50 μm par une impulsion laser d'intensité 2.5×10^{14} W/cm^2. Cette intensité correspond à l'intensité du faisceau transmis par la mousse mesurée expérimentalement. De plus, nous utilisons pour le faisceau de la simulation le profil temporel de l'impulsion transmise mesuré expérimentalement.

A partir de cette configuration de base, différents cas ont été étudiés, correspondant à différents

niveaux de lissage pour le faisceau incident. Le premier cas correspond au faisceau uniquement lissé par RPP, c'est à dire notre situation de référence. Le second cas correspond au faisceau lissé par le plasma de mousse mais pour lequel on ne garde que la composante temporelle du lissage plasma (la cohérence spatiale du faisceau est celle donnée par la RPP). On impose donc un temps de cohérence de 3 ps au faisceau incident. Pour le troisième cas, on simule le faisceau lissé par le plasma de mousse en ne gardant que l'aspect spatial de ce lissage (la cohérence temporelle est celle du faisceau incident sur la mousse). Pour cela, on remplace l'optique de focalisation initialement f/8 par une lentille f/3. Cette ouverture correspond à l'ouverture effective du faisceau en sortie du plasma obtenue par la simulation du lissage par la mousse et reflète la perte de cohérence spatiale du faisceau. Enfin, le quatrième cas correspond au faisceau lissé par le plasma de mousse tel qu'il a été simulé précédemment. Cette situation est obtenue en imposant un temps de cohérence de 3 ps au faisceau incident combiné à une lentille de focalisation f/3.Le code HERA permet alors d'obtenir l'évolution temporelle de la réflectivité Brillouin pour chacun de ces cas. Encore une fois, afin d'effectuer des simulations 3D, la durée de l'impulsion a été réduite à 100 ps. Pour cette raison, les valeurs de réflectivité instantanées issues de la simulation ne sont pas réalistes par rapport à une impulsion nanoseconde. On ne cherche donc pas ici à reproduire quantitativement les résultats expérimentaux mais à mettre en évidence une tendance. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans la figure 5.19.

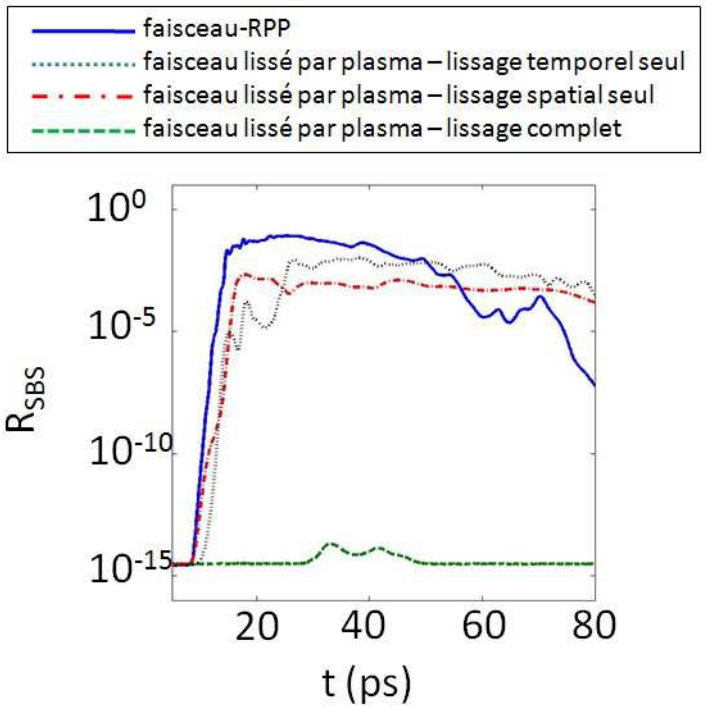


FIGURE 5.19 – Simulation de la réflectivité Brillouin d'une cible solide irradiée par un faisceau d'intensité 2.5×10^{14} W/cm^2 pour différentes conditions de lissage de l'impulsion.

En effectuant une comparaison relative entre les différents cas, on constate qu'en moyenne sur la durée d'impulsion, l'ajout d'incohérence temporelle ou spatiale au faisceau conduit à une diminution de la réflectivité Brillouin, d'un ordre de grandeur dans le premier cas et de deux ordres de grandeur dans le second cas. En ajoutant un lissage spatio-temporel (équivalent à l'incohérence induite par plasma), on constate que la réduction de la réflectivité Brillouin est spectaculaire, puisque sur quasiment toute la durée de l'impulsion on observe simplement le bruit électromagnétique servant de germe à l'instabilité. On observe toutefois une très faible réflectivité en milieu d'impulsion mais celle-ci est inférieure de plus de 10 ordres de grandeur à la réflectivité obtenue en faisceau RPP. Ces résultats nous montrent que le niveau d'incohérence induite par le plasma de mousse est suffisant pour réduire de manière très importante (voire supprimer totalement) l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin. On voit également que cette réduction est la conséquence de l'incohérence à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine spatial. Ces simulations aboutissent donc à la même conclusion que les mesures expérimentales. Dans la suite, nous allons discuter des processus conduisant à cette réduction de la rétrodiffusion.

5.4 Discussion des résultats

Les résultats présentés précédemment laissent penser que les différences observées sont dues au lissage opéré sur le faisceau lors de sa traversée de la mousse. Avant d'étudier plus en détail cette hypothèse, il convient tout d'abord d'examiner les autres possibilités.

La différence majeure entre le cas d'une cible simple et d'une cible composée est bien évidemment que dans le premier cas on ne considère qu'un seul plasma, tandis que dans le second deux plasmas sont simultanément présents. Dans le cas présent, c'est à dire des cibles non préformées séparées de 1.2 mm, l'effet du couplage hydrodynamique entre les deux plasmas a déjà été éliminé dans le chapitre 4. De plus, nous avions constaté qu'un tel mélange avait plutôt tendance à renforcer le Brillouin, ce qui est à l'opposé de l'effet mesuré ici. L'origine de la réduction observée est donc à rechercher dans les propriétés du laser après sa traversée de la mousse.

L'étude que nous avons menée plus haut sur la rétrodiffusion des feuilles a montré qu'en l'absence de tout autre effet, la rétrodiffusion de la feuille aurait dû être détectable par notre diagnostic. Nous rappelons ici les principaux arguments développés. Premièrement, la mousse transmet une quantité significative d'énergie, de l'ordre de celle utilisée pour le tir sur feuille seule. C'est pour cette raison d'ailleurs que cette expérience a été effectuée avec des mousses de 3 mg/cm^3 - 300 μm. Deuxièmement, le signal rétrodiffusé par la feuille dans la cible composée doit traverser le plasma de mousse avant d'atteindre le diagnostic. La mesure de la transmission instantanée de la mousse après son ionisation a montré un niveau d'absorption de l'ordre de 20 % qui n'est pas en mesure d'expliquer la disparition du signal, compte tenu de la dynamique de la caméra. Ceci est d'ailleurs bien visible sur la figure 5.13 où le signal de feuille a été corrigé de l'absorption. L'effet de l'absorp-

tion de la mousse, tant pour le faisceau incident que pour la rétrodiffusion de la feuille, est donc exclu.

Si l'absorption est hors de cause, on peut tout de même se poser la question de l'intensité laser au niveau de la cible solide. En effet, on sait que la propagation d'un faisceau laser à travers un plasma peut conduire à un élargissement angulaire de celui-ci. Un tel élargissement est d'ailleurs souvent associé au lissage de l'impulsion laser. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, un éclatement angulaire se traduit par un élargissement de la tache focale en sortie de plasma. Dans le cas d'une mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm, nous avons alors vu que le diamètre mesuré après propagation présentait un élargissement de 20% par rapport à la tache focale du faisceau incident. Cette mesure laisse penser que l'éclatement subi par le faisceau n'est pas significatif, d'autant que le diagnostic collecte deux fois l'ouverture de ce dernier. Dans tous les cas, l'énergie mesurée par le diagnostic rapportée à la taille de la tache effectivement mesurée nous donne l'intensité effective au niveau de la cible. Dans le cas d'une mousse 3 mg/cm^3 - 300 μm, cette intensité s'élève à 1.6×10^{14} W/cm^2, soit une intensité divisée par trois par rapport au faisceau incident. Cette intensité est équivalente à ce qu'on obtiendrait par un tir à 120 J sur feuille seule. Dans ces conditions, nous avons vu au paragraphe précédent que l'on s'attend à observer de la rétrodiffusion Brillouin à hauteur d'au moins 10 %.

Après avoir passé en revue et écarté les autres possibilités, on peut conclure que la diminution du Brillouin observée dans le cas de la cible composée provient de la modification des propriétés du faisceau laser par le lissage plasma. Dans la suite, nous allons étudier plus précisément la nature de ces modifications.

5.4.1 Effet de l'incohérence sur la rétrodiffusion Brillouin

L'effet du lissage de l'impulsion laser sur la rétrodiffusion Brillouin peut intervenir de deux manières. D'une part, le lissage peut agir directement sur l'instabilité via différents processus que nous détaillerons par la suite, soit le lissage affecte la filamentation, ce qui indirectement peut amener à des modification de la rétrodiffusion Brillouin. Ces deux processus ne sont bien sûr pas mutuellement exclusifs.

Dans le cas d'un effet direct sur l'instabilité, c'est la réduction du temps de cohérence du laser qui cause la diminution de la réflectivité Brillouin. Jusque dans les années 2000, il était communément admis que lorsque le temps de cohérence τ_c de l'impulsion laser devenait très inférieur au temps caractéristique de croissance $\gamma_{0,\mathrm{SBS}}^{-1}$ de l'instabilité Brillouin, on pouvait s'attendre à une forte diminution de cette dernière. Cette condition peut s'écrire :

$$\gamma_{0,SBS}\,\tau_c \ll 1 \tag{5.2}$$

Cependant, il a été montré expérimentalement [48] et théoriquement [76] que ce critère n'était pas une condition nécessaire pour observer cette réduction. En revanche, il est montré qu'il est suffisant que le temps de cohérence soit très inférieur au temps t_{sat} mis par l'instabilité pour atteindre la saturation dans tous les points chauds qui contribuent de manière significative à l'instabilité. On a alors la condition :

$$\frac{\tau_c}{t_{sat}} \ll 1 \tag{5.3}$$

Notons que ce dernier critère n'est valable, a priori, que dans le cadre d'un modèle de points chauds indépendants (dans cette description, la longueur sur laquelle les conditions de résonance de l'instabilité sont satisfaites est du même ordre que la longueur d'un point chaud, et l'amortissement des ondes ioniques est supposé suffisamment fort pour que l'instabilité ne se développe pas en dehors des points chauds). Par ailleurs, du fait que typiquement $\gamma_{0,\mathrm{SBS}}^{-1} \ll t_{sat}$, la réalisation de la condition 5.2 implique que 5.3 est également réalisée. Ainsi, 5.2 constitue une condition suffisante pour que l'instabilité soit réduite.

Dans le cas du lissage plasma, la diminution du temps de cohérence de l'impulsion laser a déjà été observée expérimentalement [46]. Si les critères décrits ci-dessus sont remplis, on peut donc s'attendre à une diminution de la rétrodiffusion Brillouin. De plus, le processus du lissage plasma induit une réduction de la taille transverse des speckles, comme nous l'avons vu expérimentalement, mais également de leur taille longitudinale [74]. Or, le gain Brillouin dans un speckle est proportionnel au produit de son intensité et de sa longueur. Le nombre de speckles d'une intensité donnée décroissant avec l'intensité, on voit bien que si la longueur des speckles diminue, la réflectivité totale doit faire de même. Nous reviendrons sur ces considérations dans la suite.

Un peu plus haut, il avait été évoqué que la réduction du Brillouin pouvait également faire suite à un effet du lissage sur la filamentation. En effet, on sait que cette instabilité conduit à une croissance de l'intensité locale au sein des speckles, conduisant à un renforcement des instabilités Brillouin et Raman. Une diminution ou une suppression de cette instabilité par les techniques de lissage peut donc induire une baisse des instabilités en rétrodiffusion. Ce processus n'est bien sûr efficace que si la rétrodiffusion observée est essentiellement due aux filaments. Dans ce dernier cas, il suffit que le temps de cohérence du laser soit très inférieur au temps de croissance caractéristique de la filamentation pour observer une diminution de la rétrodiffusion. Ce critère s'écrit alors sous la forme :

$$\gamma_{0,fil}\,\tau_c \ll 1 \tag{5.4}$$

Dans la suite, nous allons voir comment ces critères peuvent s'appliquer à nos résultats, et vérifier un éventuel accord avec la réduction du Brillouin observée expérimentalement.

5.4.2 Comparaison avec nos mesures expérimentales

Dans un premier temps, il convient d'évaluer le temps de cohérence de l'impulsion transmise à travers la mousse. Dans le cas de notre expérience, ce paramètre n'a pas été mesuré, du fait des choix effectués dans les diagnostics. Cependant, nous allons voir qu'il est possible de donner un encadrement de cette valeur à partir d'expériences passées ainsi que de travaux numériques et théoriques.

Dans la référence [74], les auteurs étudient numériquement les processus en jeu dans le lissage plasma ainsi que leurs manifestations au niveau des paramètres physiques de l'impulsion transmise. Dans ce modèle, le lissage plasma est interprété comme étant la conséquence de la diffusion Brillouin vers l'avant (simple ou multiple), dont le germe provient de l'instabilité des filaments générés à l'avant du plasma. Le SBS avant est amplifié spatialement à partir de ce germe le long du plasma. Dans ce cadre, le temps de cohérence de l'impulsion transmise est dérivé de la largeur spectrale des ondes ioniques générées par le SBS avant qui s'exprime par la relation $\Delta\omega_{\mathrm{IAW}} = \mathrm{k_0 c_s / F_\sharp}$, où $\mathrm{F_\sharp}$ est le nombre d'ouverture du faisceau laser défini par $\mathrm{F_\sharp = f/\Phi}$ où f est la focale de la lentille et Φ le diamètre du faisceau. Ainsi, le temps de cohérence de la lumière transmise est donné par

$$\tau_c \approx \frac{F_\sharp}{k_0 c_s} \tag{5.5}$$

De plus, il est montré que lors de la propagation, la réduction de la taille transverse et longitudinale des speckles conduit à une diminution du nombre d'ouverture du faisceau. C'est cette ouverture effective qui détermine τ_c via l'expression 5.5. Afin de tester la validité de cette relation, nous l'avons testée en comparant les valeurs qu'elle fournit avec des mesures directes (ou via le spectre transmis) du temps de cohérence de l'impulsion transmise, présentées dans [44, 46].

Sur la figure 5.20 (a), on présente d'une part les temps de cohérence mesurés [44] en fonction de l'angle de collection de la lumière transmise, d'autre part les valeurs de τ_c calculées à partir de l'équation 5.5 pour les paramètres de l'expérience décrite dans [44]. Les barres d'erreur dans ce dernier cas sont issues des erreurs expérimentales de détermination de l'angle de collection. Dans la figure 5.20 (b), on compare les valeurs de τ_c calculées à partir de la mesure du spectre en transmission [46] avec les valeurs calculées à partir de l'équation 5.5, toujours en fonction de l'angle de collection. Dans les deux cas, on remarque un bon accord entre les deux séries de valeurs, en dépit d'une légère sous-estimation lorsque l'on emploie la formule 5.5. Le temps de cohérence varie d'un ordre de grandeur entre les deux expériences. Ceci est dû au fait que dans [44], la longueur d'onde du

faisceau était de 1053 nm et la température du plasma de 0.7 keV, tandis que dans [46], l'expérience a été faite à une longueur d'onde de 0.351 nm pour une température électronique de 3 keV. Ainsi, dans le cas (a), on obtient $k_0 c_s = 0.64$ ps^{-1} et pour le cas (b) $k_0 c_s = 6.9$ ps^{-1}. Compte tenu de la relation 5.5, on comprend cette différence. Dans le cas de notre expérience, on estime $k_0 c_s \approx 3.4$ ps^{-1}. Compte tenu du fait que le nombre d'ouverture du faisceau transmis est au minimum $F_\sharp = 6$, on trouve une valeur minimale de 1.8 ps pour le temps de cohérence.

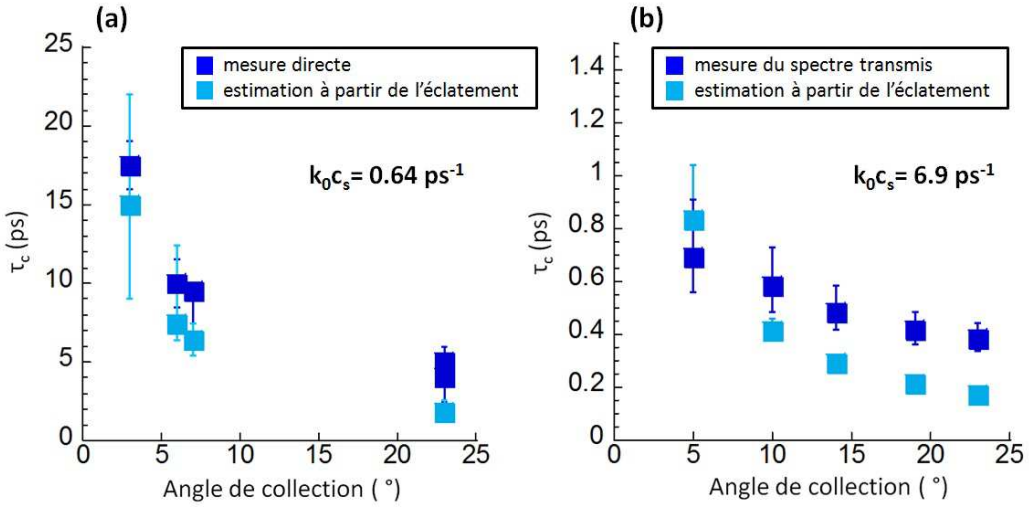


FIGURE 5.20 – Comparaison des mesures du temps de cohérence présentées dans (a) [44] et (b) [46] avec le temps de cohérence calculé à partir de l'équation 5.5 pour les mêmes paramètres, en fonction de l'angle de collection de la lumière transmise.

D'autre part, on sait que le temps de cohérence est en relation directe avec la largeur de bande spectrale du faisceau laser. Cette relation s'écrit simplement :

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\omega} \tag{5.6}$$

Bien que non mesurée au cours de notre expérience, cette largeur de bande peut être estimée. Dans la référence [70], les auteurs proposent une analyse numérique fine de la filamentation et du Brillouin avant. Les résultats sont exprimés en fonction du paramètre sans dimension κ_{pF} dont on peut montrer qu'il est lié à P/P_c par la relation

$$\kappa_{pF} \approx 0.1 \frac{P/P_c}{F_\sharp^2} \tag{5.7}$$

Il s'agit donc d'un critère d'auto-focalisation indépendant de l'ouverture du faisceau utilisé. Dans notre cas, les profils de densité électronique calculés montrent que la valeur moyenne de $\mathrm{P/P_c}$ le long du profil est à 0.5 pendant toute la durée de l'impulsion. De la relation 5.7, on déduit une valeur minimale de κ_{pF} dans notre expérience. Les résultats présentés dans la référence [70] dépendant essentiellement de la valeur de κ_{pF} (qui contient les informations de densité, température, longueur d'onde), on peut raisonnablement les appliquer dans notre cas. Ainsi, la simulation prédit $\Delta\omega = 0.12\ \mathrm{ps}^{-1}$ soit $\tau_\mathrm{c} = 8.3$ ps.

En utilisant les deux approches ci-dessus, nous pouvons donner un encadrement raisonnable du temps de cohérence de la lumière transmise dans notre expérience :

$$\tau_\mathrm{c} \approx [2 - 8]\,\mathrm{ps}$$

Les simulations présentées précédemment donnaient un temps de cohérence proche de 3 ps totalement compatible avec l'intervalle que nous venons d'estimer. Maintenant que nous avons estimé le temps de cohérence, afin d'appliquer les critères décrits dans le paragraphe 5.4.1, il nous faut considérer plus précisément le développement des instabilités Brillouin et de filamentation dans le plasma de feuille.

Pour cela, il faut d'abord connaître les conditions dans lesquelles se développe l'instabilité Brillouin au sein du plasma de feuille. De la même manière que lorsque nous avions étudié l'instabilité Brillouin au sein des plasmas de mousse, il est possible de localiser l'instabilité à partir du décalage spectral mesuré et de profils hydrodynamiques. En première approximation, on utilisera ici un profil de détente auto-semblable. Au sein de ce profil, on peut déterminer les taux de croissance des instabilités de rétrodiffusion Brillouin et de filamentation, donnés respectivement par :

$$\gamma_{SBS} = \gamma_0 \times min\{1, \tfrac{\gamma_0}{\nu_{IAW}}\} \tag{5.8}$$

$$\gamma_{fil} = 2.6 \times 10^{-1} \left(\tfrac{Z}{A}\right)^{1/2} \tfrac{(n_e/n_c I_{14}\lambda^2)^{1/2}}{\lambda_0} \tag{5.9}$$

Les temps caractéristiques de croissance correspondants sont ainsi donnés respectivement par $\mathrm{t_{SBS}} = \frac{1}{\gamma_{\mathrm{SBS}}}$ et $\mathrm{t_{fil}} = \frac{1}{\gamma_{\mathrm{fil}}}$. Sur la figure 5.21, on a représenté $\mathrm{t_{SBS}}$ (en bleu) et $\mathrm{t_{fil}}$ (en rouge) en fonction de la distance à la cible, calculés à partir des profils déduits du modèle auto-semblable, à différents instants. A

partir des décalages spectraux mesurés expérimentalement sur le spectre de rétrodiffusion Brillouin de la feuille, on a également déduit la localisation de l'instabilité à ces différents instants. Cette localisation est indiquée dans le bas de la figure 5.21. Enfin, on a également représenté l'intervalle temporel dans lequel on a estimé se trouver τ_c (zone en vert) ainsi que la valeur issue des simulations.

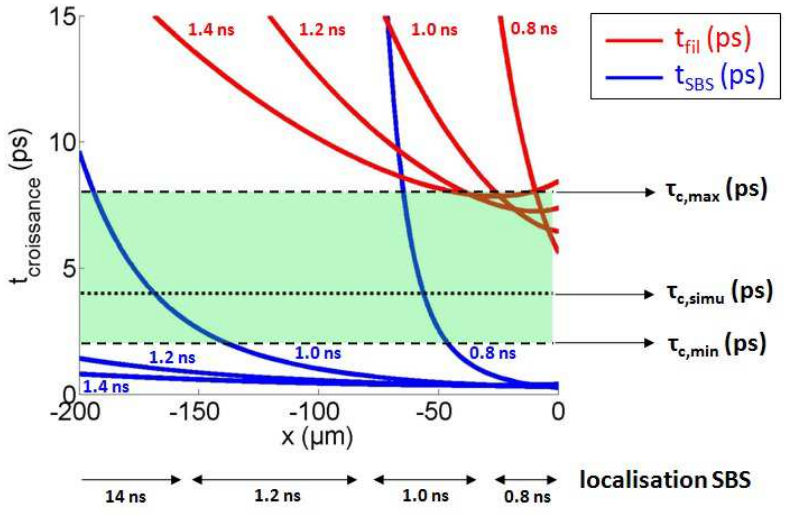


FIGURE 5.21 – Temps caractéristiques de croissance des instabilités de rétrodiffusion Brillouin (bleu) et de filamentation (rouge) comparés au temps de cohérence estimé du faisceau lissé à travers la mousse (zone verte).

Excepté aux temps très courts (vers 0.8 ns, c'est à dire en tout début d'irradiation de la feuille), le temps de croissance de l'instabilité de filamentation est toujours supérieur au temps de cohérence. On peut donc s'attendre à une stabilisation de la filamentation par le lissage induit dans le plasma de mousse. En revanche, pour l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin, on remarque que dans les zones où l'on estime que l'instabilité prend place, le temps de croissance de cette dernière est toujours inférieur au temps de cohérence du faisceau lissé. Le critère 5.2 n'est donc jamais satisfait. Cependant, comme le temps de saturation de l'instabilité Brillouin est généralement très supérieur à son temps caractéristique de croissance et que le temps de cohérence est du même ordre de grandeur que ce dernier, on peut s'attendre à ce que le critère 5.3 soit satisfait. La référence [76] nous permet d'évaluer t_{sat} pour nos conditions, dans la limite du modèle de points chauds indépendants et pour une instabilité de type convectif.

On utilise encore une fois le modèle auto-similaire pour accéder aux conditions plasma. La température électronique étant la plus grande source d'erreur dans la détermination des profils de densité et de vitesse, on fera varier T_e sur la plage 0.1 - 0.5 keV, ce qui est un intervalle raisonnable compte tenu des énergies mises en jeu. A partir du décalage spectral mesuré, on peut estimer la densité

électronique à laquelle se produit l'instabilité. Pour $t > 0.8$ ns, le calcul montre que la densité électronique à laquelle se produit l'instabilité est inférieure à $0.15n_c$ pour $T_e = 0.5$ keV et inférieure à $0.08n_c$ pour $T_e = 0.1$ keV. Pour une température intermédiaire de 0.3 keV, la densité électronique à laquelle se produit l'instabilité varie au cours du temps entre $0.1n_c$ et $0.05n_c$. Pour être le plus représentatif possible, on utilisera dans les calculs qui suivent une densité électronique de $0.1n_c$ et une température électronique de 0.3 keV.

La figure 5.22 montre l'évolution du temps de saturation t_{sat} de l'instabilité Brillouin dans un speckle en fonction de $u \equiv I/ < I >$, intensité laser locale normalisée à l'intensité moyenne. Le détail du calcul de t_{sat} est donné en référence [76]. Notons simplement que la valeur de t_{sat} est fortement dépendante de l'amortissement des ondes ioniques. En effet, dans le cas d'une saturation linéaire convective, la croissance s'arrête lorsque le taux de croissance de l'instabilité, qui diminue au cours du temps, devient égal au taux d'amortissement des ondes ioniques. Plus ce dernier est élevé, plus la saturation interviendra tôt.

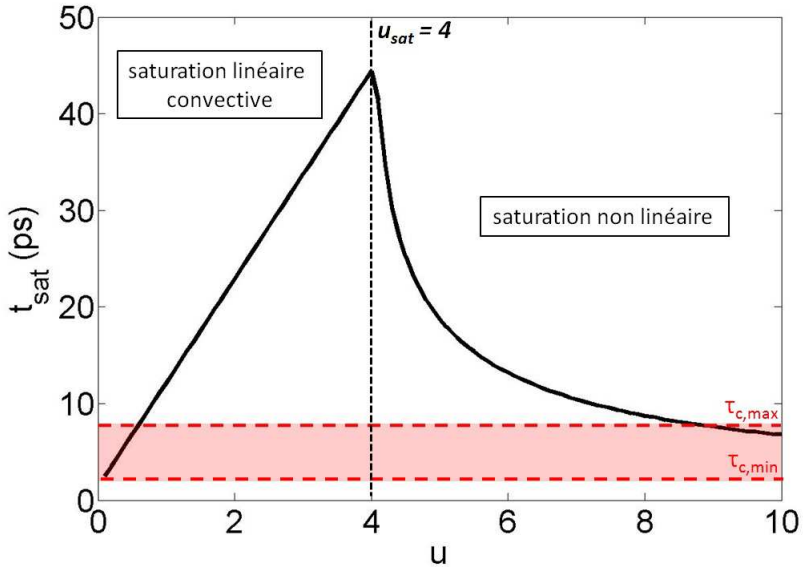


FIGURE 5.22 – Temps de saturation de l'instabilité Brillouin au sein d'un speckle, en fonction de u, intensité laser normalisée à l'intensité moyenne calculé à partir de la référence [76].

Le taux d'amortissement normalisé ν_{IAW}/ω_{IAW} est faiblement dépendant de la densité électronique et est par ailleurs relativement stable sur la plage de température 0.1 - 0.5 keV, autour de 0.12. On peut donc considérer le résultat présenté en 5.22 comme représentatif, en dépit de l'incertitude sur la valeur de la température.

Le calcul montre que le temps de saturation est supérieur au temps de cohérence estimé précédemment

pour u compris entre 1 et 7. En particulier, on observe un temps de saturation maximal de 45 ps $\gg \tau_c$ pour u = 4. Dans ces conditions, on peut s'attendre à une forte diminution de l'instabilité Brillouin. Dans [76], les auteurs font varier τ_c tout en gardant les paramètres plasmas constants, en particulier, $\nu_{IAW}/\omega_{IAW} \simeq 0.1$. Dans ces conditions, $t_{sat} \simeq 15$ ps. Il est alors montré qu'une diminution d'un facteur 3 du temps de cohérence provoque une diminution de la réflectivité Brillouin totale d'un ordre de grandeur. Dans notre cas, une telle diminution est suffisante pour rendre le signal non détectable.

Etant donné que la réflectivité totale est la somme des réflectivités individuelles des différents speckles (du moins dans le modèle des points chauds indépendants), l'effet de réduction ne peut être visible que si les speckles dont la réflectivité est affectée par le temps de cohérence sont en proportion significative au sein de la tache focale. Dans le cas d'une distribution gaussienne de RPP que nous avons utilisée pour notre calcul, cette condition, que les auteurs de [76] traduisent par $u_{sat} > 3$ est remplie. Ici, u_{sat} désigne l'intensité laser normalisée pour laquelle le temps de saturation est maximal. Or, dans le cas du faisceau lissé, la distribution d'intensité n'est pas accessible de manière fine par nos diagnostiques. La réduction du contraste que nous avons mesurée montre simplement que la distribution n'est plus gaussienne, mais probablement plus resserrée autour de l'intensité moyenne.

Une autre limitation de l'application du critère 5.3 à notre cas provient de l'hypothèse des points chauds indépendants. Pour les temps qui nous intéressent, à savoir t > 1 ns et pour des densités $n_e/n_c \ll 1$ on trouve que la longueur de résonance du SBS est du même ordre que la longueur des speckles [29](p. 377), à savoir 200 μm. Par ailleurs, l'amortissement des ondes ioniques $\nu_{IAW} \gtrsim 0.1$ ps^{-1} assure [76] que l'instabilité ne se propage pas d'un speckle à un autre. Dans le cas d'un faisceau lissé, la diminution de la taille longitudinale des speckles pourrait conduire à ce que ces conditions ne soient plus vérifiées, ou marginalement.

Les remarques précédentes conduisent donc à penser que des simulations numériques sont nécessaires afin d'obtenir une description plus complète des phénomènes mis en jeux. Néanmoins, les approximations effectuées nous permettent déjà de voir comment le lissage plasma peut effectivement conduire à une réduction de l'instabilité Brillouin dans le plasma de feuille, en accord avec les modèles existants et les observations expérimentales.

Enfin, notons que les effets du lissage plasma sur l'instabilité Brillouin avaient déjà été entrevus lors d'expériences passées [77]. Dans ce cas, il avait été mis en évidence une anti-corrélation spatiale entre les ondes ioniques associées au lissage plasma (filamentation et Brillouin vers l'avant) situées dans les zones de plus forte densité, et le Brillouin arrière localisé vers l'avant du plasma. Cette localisation du SBS a d'ailleurs été observée expérimentalement à de nombreuses reprises [48, 49, 50]. Dans ce cadre, les faibles taux de rétrodiffusion mesurés ainsi que la localisation de l'instabilité avaient été interprétés comme dus à l'effet du lissage plasma. Cette interprétation peut également s'appliquer à nos mesures dans les mousses, où l'on a localisé l'instabilité Brillouin en avant du plasma (voir figure 3.20). En effet, le lissage ne se produit que pour des valeurs significatives de

P/P_c, qui ne se rencontrent que dans les zones de densités les plus élevées, comme montré en figure 5.13. Notre expérience confirme donc les observations passées mais montre également de manière directe la réduction de l'instabilité en faisant usage d'un plasma séparé, observation qui n'était bien sûr pas accessible dans le cas où le lissage et l'instabilité étaient étudiées au sein du même plasma.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude expérimentale de l'effet du lissage plasma sur les instabilités paramétriques. Plus précisément, nos conditions expérimentales n'étant pas favorables à l'instabilité Raman, notre étude s'est portée sur la rétrodiffusion Brillouin.

La présence de lissage plasma dans une mousse de 3 mg/cm^3 pour 300 μm de longueur a été mise en évidence : on observe une diminution du contraste de la lumière transmise ainsi qu'une diminution de la taille transverse des speckles. En utilisant cette impulsion lissée comme faisceau d'interaction sur une cible solide, on constate que la réflectivité Brillouin est inférieure au seuil de détection de l'instrument, alors qu'elle était de $\sim$ 10 % pour des conditions équivalentes mais en faisceau lissé uniquement par RPP (c'est à dire en l'absence de mousse).

Les mesures en transmission, confrontées aux observations déjà effectuées dans des campagnes précédentes, ainsi qu'à des modèles théoriques, nous ont permis d'estimer que le temps de cohérence de la lumière transmise est compris entre 2 et 8 ps. Par ailleur, le lissage plasma a été simulé pour nos conditions en utilisant un code de couplage d'ondes. Les résultats expérimentaux ont bien été reproduits et la simulation donne un temps de cohérence de 3 ps. Les modèles théoriques prédisent une réduction importante de la rétrodiffusion Brillouin pour des temps de cohérence aussi courts, en accord avec les observations expérimentales. Par ailleurs, des simulations numériques reproduisant l'interaction du faisceau lissé avec la feuille de CH ont montré que l'on observait une réduction très importante de la réflectivité par rapport au cas d'un faisceau lissé uniquement par RPP, encore une fois en accord avec les observations expérimentales. Cette réduction est le résultat de l'action conjointe des incohérences spatiale et temporelle. Au final, on retiendra de cette expérience qu'elle fournit la première mesure directe de la réduction de l'instabilité Brillouin par l'incohérence induite d'un faisceau laser.

Chapitre 6

Couplage électromagnétique de plasmas

Sommaire

6.1 Introduction et rappels 161

6.1.1 Contexte de l'étude 161

6.1.2 Conditions expérimentales 164

6.1.3 Rappels sur le piégeage de particules 165

6.2 Présentation des résultats expérimentaux 168

6.2.1 Etude du plasma de feuille mince 169

6.2.2 Développement de l'instabilité de rétrodiffusion Raman en cible composée 173

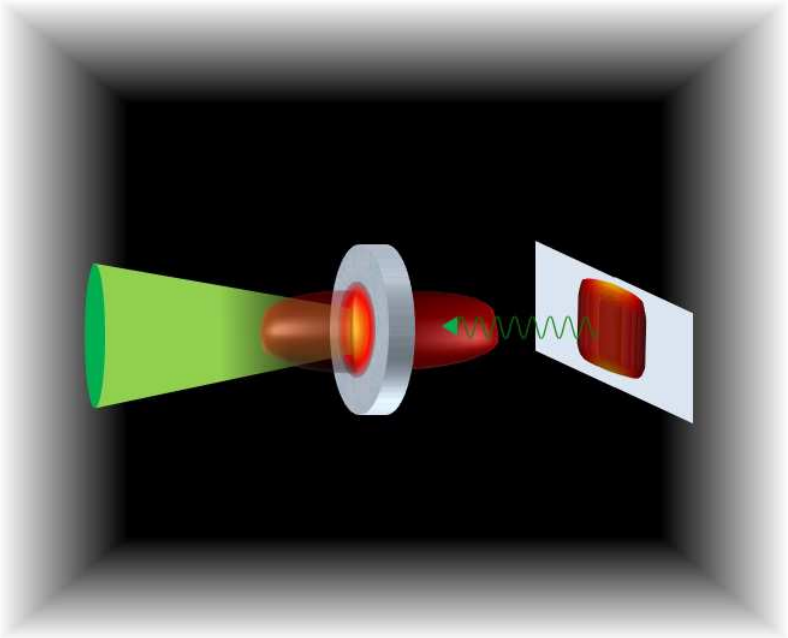
6.3 Discussion des résultats 181

6.3.1 Interprétation du spectre de la cible composée aux grandes longueurs d'onde 182

6.3.2 Interprétation du spectre de la cible composée aux courtes longueur d'ondes 185

6.4 Conclusion 190

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus en rétrodiffusion Raman dans le cas de cibles composées comportant une feuille mince explosée. Cette configuration nous permettra de mettre en évidence différents effets associés à l'échange d'ondes électromagnétiques entre les deux plasmas. Ces résultats peuvent s'appliquer aussi bien au cas de la FCI qu'aux études plus récentes concernant l'amplificateur Raman. Rappelons enfin que comme dans le chapitre précédent, les deux cibles seront espacées de 1.2 mm afin de préserver l'interaction de tout effet hydrodynamique.



6.1 Introduction et rappels

6.1.1 Contexte de l'étude

Compte tenu des resultats obtenus sur le NIF, l'étude de la rétrodiffusion Raman est particulièrement intéressante. En effet, comme nous l'avons rappelé dans le chapitre d'introduction, une des raisons aux difficultés rencontrées par les américains lors des campagnes d'ignition provient des fortes pertes énergétiques associées à la rétrodiffusion Raman [78, 16] en particulier sur le cône interne. Dans le même temps, la rétrodiffusion Brillouin a été mesurée à un niveau très faible. Dans ce contexte, l'effort de recherche a été centré tout particulièrement sur la compréhension de la rétrodiffusion Raman.

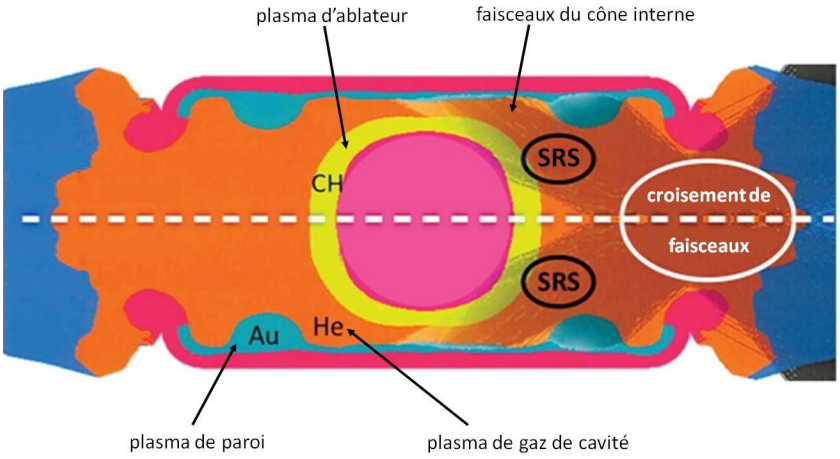


FIGURE 6.1 – Localisation du SRS dans les cavités NIF par rapport aux différents plasmas en présence.

La référence [16] montre les différents effets qui ont été étudiés et confronte les simulations numériques aux mesures expérimentales. Afin de mieux fixer les idées sur la situation et avant de passer en revue ces différents effets, intéressons nous à la localisation de l'instabilité Raman par rapport aux différents plasmas dans une cavité NIF. Cette localisation est représentée en figure 6.1, adaptée d'une figure tirée de [16]. On peut y voir en bleu le plasma de paroi du Hohlraum, qui se détend principalement aux points d'impacts des faisceaux lasers (représentés uniquement sur la partie droite de la figure). En jaune on voit le plasma de CH de l'ablateur qui se détend de manière sphérique autour du microballon. Enfin, le plasma issu du gaz (He) de cavité, représenté en orange remplit tout le reste du Hohlraum. Les simulations réalisées avant les premiers tirs prédisaient une activité Raman sur le cône interne localisée près de la paroi. Les spectres enregistrés sur tir par la suite ont montré qu'elle se produisait dans un plasma moins dense, entre la paroi et le trou d'entrée laser, comme on peut le voir sur la figure 6.1. Afin de pouvoir reproduire cette localisation par simulation numérique et reproduire les spectres expérimentaux, les codes ont été améliorés en prenant en

compte des effets négligés jusqu'alors.

En premier lieu, une meilleure description de la physique atomique a été implémentée, conduisant à une représentation plus juste des conditions plasmas. Nous ne développerons pas plus loin ce point qui est hors de notre champ d'étude. Le deuxième point d'amélioration a été la prise en compte du croisement des faisceaux. En effet, l'activité Raman se situe dans une zone où les faisceaux se recouvrent partiellement, comme montré dans la partie droite de la figure 6.1. Dans ce cas, il a été montré numériquement que l'instabilité subissait une réamplification du fait que les faisceaux symétriques par rapport à l'axe de la cavité (partie droite de la figure 6.1) partagent une onde diffusée, elle même en résonance avec les ondes plasma associées à chacun des faisceaux. Ce phénomène a déjà été vu expérimentalement à plusieurs reprises lors de campagnes menées sur différentes installations [79, 80, 40, 81, 82, 18]. De plus, la somme des intensités des deux faisceaux dans la zone de recouvrement induit une augmentation significative du gain linéaire Raman, ce qui conduit à une forte augmentation de la réflectivité, par rapport à la valeur donnée dans les simulations précédentes. Cependant, cette valeur reste inférieure aux 40% mesurés expérimentalement. En outre, même si de grandes améliorations ont été constatées sur ce plan, certaines parties des spectres expérimentaux ne parviennent pas à être reproduites numériquement. Parmi les pistes d'améliorations, les auteurs proposent de prendre en compte les effets cinétiques dont le rôle ne peut, a priori, plus être négligé étant données les valeurs élevées du gain Raman ($G \sim 15$) et du paramètre $k\lambda_D$ ($\gtrsim 0.3$).

Une étude expérimentale fine des phénomènes conduisant aux observations citées ci-dessus est très difficile, sinon impossible, dans le cadre d'une expérience de FCI en attaque indirecte. En effet, les seules mesures accessibles, en ce qui concerne l'interaction, sont les taux de rétrodiffusion (et diffusion aux petits angles vers l'arrière éventuellement) ainsi que les spectres rétrodiffusés. Compte tenu de la géométrie fermée de la cavité, de la multiplicité des faisceaux et de l'interpénétration des plasmas, ces mesures seules ne donnent en effet accès qu'à des valeurs intégrées sur le volume de la zone d'interaction, sans discriminations des processus entrant en jeu. La référence [16] a déjà montré que le croisement des faisceaux pouvait jouer un rôle important. Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier l'impact du couplage électromagnétique des plasmas sur les mesures de rétrodiffusion Raman, dans un cadre plus simple, afin de pouvoir identifier les phénomènes physiques clé dans ce type d'interaction. Les deux plasmas auquels nous faisons référence ici sont d'une part le plasma du gaz de cavité, et d'autre part, le plasma de l'ablateur, conformément à la localisation de l'activité Raman présentée en figure 6.1.

Au-delà du cadre de la FCI, ce genre d'étude trouve également un intérêt pour le récent schéma d'amplification d'impulsions courtes en milieu plasma via l'instabilité de rétrodiffusion Raman (*Backward Raman Amplifier* - BRA) [83, 84]. Ce schéma a été proposé afin de pouvoir amplifier à un haut niveau d'énergie des impulsions brèves (sub-picoseconde). Actuellement, l'amplification, effectuée par la méthode CPA, est limitée par la tenue au flux des optiques du système de recompression temporelle de l'impulsion. Pour s'affranchir de cette limite, il a été proposé de réaliser

l'amplification et la compression de l'impulsion au sein d'un plasma, via l'instabilité de diffusion Raman stimulée. Le principe est schématisé en figure 6.2 tirée de la référence [85].

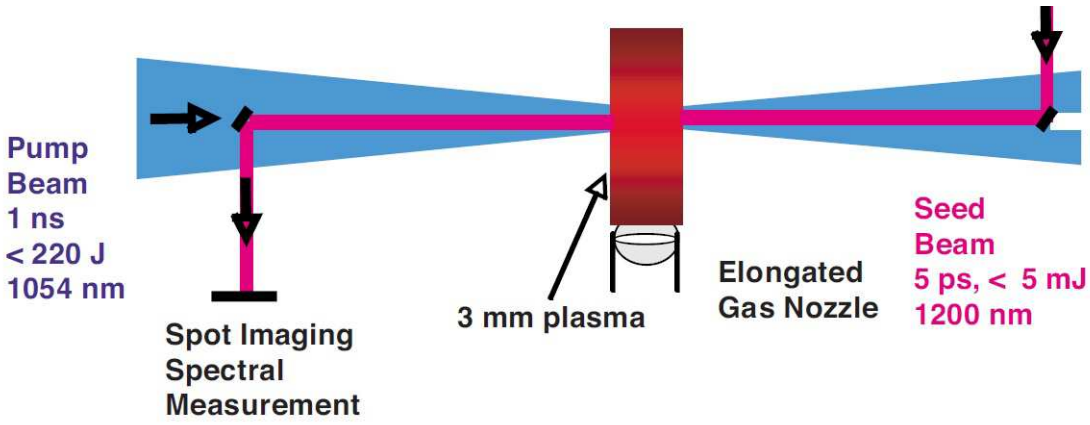


FIGURE 6.2 – Principe expérimental de l'amplificateur BRA, tiré de la référence [85]. Un faisceau pompe et un faisceau servant de germe se propagent dans des directions opposées au sein d'un plasma préformé. La rétrodiffusion du faisceau pompe, forcée par la présence du germe vient amplifier ce dernier.

Dans ce schéma, on fait se propager en sens inverse dans un plasma préformé une impulsion longue dite faisceau pompe, et une impulsion courte dite faisceau germe. La différence en longueur d'onde entre les deux faisceaux est ajustée de manière à satisfaire les conditions de résonance de l'instabilité Raman dans le plasma. Par suite, l'amplification du germe découle de la rétrodiffusion Raman du faisceau pompe. Les processus qui conduisent à la compression temporelle du germe sont détaillés dans [83]. L'amplification ne devient en fait efficace que lorsque l'onde plasma atteint une amplitude suffisamment grande pour rétrodiffuser quasiment l'intégralité de l'énergie de la pompe, c'est à dire qu'on entre dans le régime non-linéaire de la diffusion Raman. Pour ce faire, l'onde plasma ne doit pas être trop amortie. Comme nous le verrons plus tard, l'amortissement des ondes plasmas est minimal lorsque les amortissements de type collisionnel et de type Landau sont égaux. Couplée avec la condition de résonance en densité, cette contrainte impose des conditions plasmas pour une amplification optimale. Cependant, il a été remarqué [86] que l'absorption collisionnelle du faisceau pompe pouvait conduire à une augmentation de la température électronique et faire entrer le couplage dans un régime dominé par l'amortissement Landau. Dans ce domaine, ce sont les effets cinétiques qui vont déterminer l'efficacité de l'amplification.

Les expériences menées jusqu'à présent on été faites dans le schéma optimal d'une impulsion courte pompée par une impulsion longue [87, 88, 89, 85, 19], avec des conditions plasmas imposées par l'écart en longueur d'onde des faisceaux (ou inversement). Il est possible d'explorer ce type de schéma dans une configuration à deux plasmas, où la rétrodiffusion de l'un des plasmas joue le rôle

du faisceau germe, tandis que le faisceau d'interaction constitue la pompe, le deuxième plasma étant le milieu amplificateur. Comme nous le verrons, la rétrodiffusion qui sert de germe possède dans ce cas une grande largeur spectrale et également une variation temporelle en intensité. Dans ces conditions, on peut donc observer l'importance de l'amplification d'une part en fonction de l'intensité du germe, et d'autre part de sa longueur d'onde. En particulier, nous verrons que ce dernier point peut être ramené à une étude en fonction de l'amortissement des ondes plasmas, qui comme nous l'avons vu, est très important pour le schéma BRA.

6.1.2 Conditions expérimentales

Afin de réaliser l'objectif précédemment exposé, l'utilisation de cibles composées s'impose. Ces cibles permettent en effet d'obtenir les deux plasmas nécessaires à cette étude. La figure 6.3 représente schématiquement les choix expérimentaux que nous avons été amenés à faire.

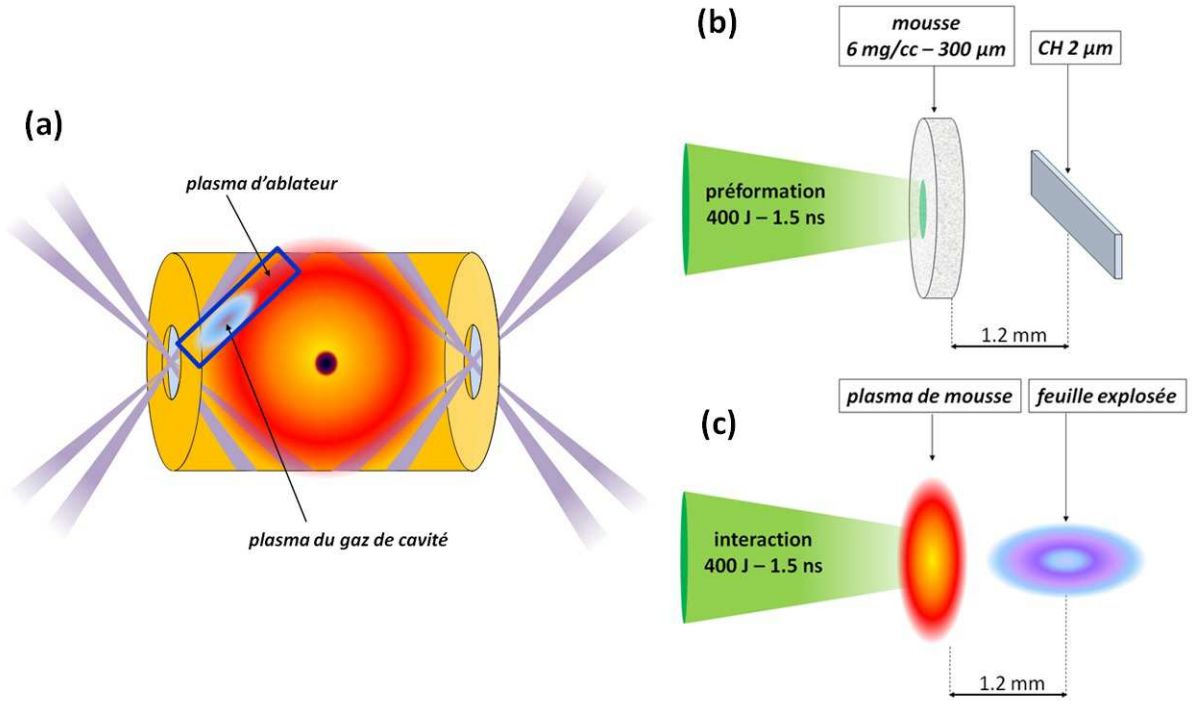


FIGURE 6.3 – Schéma de principe de l'expérience de couplage électromagnétique de plasmas. En (a), la situation de référence dans le cas des expériences de fusion en cavité. En (b), préformation des plasmas à partir des cibles : une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm et une feuille de CH 2 μm. En (c) : interaction en plasmas préformés.

La partie (a) présente la situation telle qu'elle peut être rencontrée lors d'une expérience de fusion, avec le plasma de gaz de cavité et le plasma d'ablateur. Afin de produire une situation similaire sur le LULI2000, nous avons utilisé une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm couplée à une cible de CH de 2 μm d'épaisseur, que nous avons préformées à l'aide d'un premier faisceau. L'étude de l'interaction se fait ensuite en utilisant le second faisceau disponible sur l'installation. Comme nous l'avons vu dans le chapitre consacré à l'étude des plasmas simples, les mousses permettent d'obtenir des plasmas assez homogènes et de température relativement élevée. En fin de préformation, pour une mousse de 6 mg/cc - 300 μm, on obtient ainsi un plasma avec une température électronique de l'ordre de 1 keV pour une densité électronique comprise entre 0 et 0.48n$_c$, qui correspondent aux densités rencontrées par un faisceau du cône interne sur le NIF [16]. Le plasma de mousse sera donc représentatif du plasma de gaz de cavité. Pour le plasma d'ablateur, nous avons choisi d'utiliser une feuille mince de CH. Une fois préformée, cette feuille explose et l'on obtient un plasma rapidement sous-critique, intéressant pour les études de Raman. La situation après préformation est représentée dans la partie (c) de la figure 6.3. Les cibles ont été espacées de 1.2 mm afin d'éviter tout mélange hydrodynamique entre les deux plasmas, ce qui compliquerait l'étude.

Les caractéristiques des deux faisceaux sont celles qui ont été données dans le chapitre 2, à savoir une durée de 1.5 ns et une énergie de 400 J pour les deux impulsions. En ce qui concerne le faisceau d'interaction, l'intensité sur cible est de 5×10^{14} W/cm^2. Enfin les deux impulsions se succèdent sans recouvrement afin d'éviter des effets de croisement de faisceaux.

6.1.3 Rappels sur le piégeage de particules

Au cours de ce chapitre, l'interprétation des résultats expérimentaux fera appel à la notion de piégeage électronique. Par là, on fait référence aux électrons qui effectuent des oscillations dans le potentiel électrostatique d'une onde plasma. Avant de passer à la présentation des résultats, nous faisons dans cette partie quelques rappels concernant cette notion de piégeage.

Le champ électrique associé à une onde plasma électronique de nombre d'onde k et de fréquence ω s'écrit sous la forme :

$$E(x,t) = E_0 sin(kx - \omega t) \tag{6.1}$$

L'équation du mouvement d'un électron plongé dans ce champ électrique s'écrit :

$$m_e \frac{dv}{dt} = -eE \tag{6.2}$$

En posant, X = x − v_ϕt où $v_\phi = \omega/k$ est la vitesse de phase de l'onde et V = v − v_ϕ, on peut réécrire cette équation dans le référentiel de l'onde :

$$m_e \frac{d^2X}{dt^2} = -eE_0 sin(kX) \tag{6.3}$$

Le potentiel électrostatique Φ, tel que $\overrightarrow{E} = -\overrightarrow{\nabla}\Phi$ est alors donné par :

$$\Phi(X) = \frac{E_0}{k} cos(kX) \tag{6.4}$$

On peut alors déterminer la trajectoire dans l'espace des phases d'un électron qui serait plongé dans le potentiel de cette onde. Cette trajectoire est donnée par la relation de conservation de l'énergie, qui s'écrit dans le référentiel de l'onde :

$$\frac{m_e}{2}\left(\frac{dX}{dt}\right)^2 - e\frac{E_0}{k} cos(kX) = \mathcal{E} \tag{6.5}$$

où $\mathcal{E}$ est l'énergie totale associée à la trajectoire. En réécrivant 6.5 en terme de vitesse de la particule, on obtient :

$$V^2 - 2\frac{eE_0}{m_e k} cos(kX) = V_0^2 \tag{6.6}$$

où $V_0 \equiv \dfrac{2\mathcal{E}}{m_e}$ est la vitesse initiale de la particule en X=0. La nature de la trajectoire est donc déterminée par la valeur de V_0 comparée à $\sqrt{eE_0/m_e k}$. Cette dernière quantité peut être réécrite en fonction de l'amplitude de l'onde plasma. En effet, à partir de l'équation de Poisson $\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{E} = -\dfrac{e}{\epsilon_0}\delta n$ où δn est l'amplitude de l'onde plasma, on trouve $\dfrac{\delta n}{n} = \left(\dfrac{k}{\omega_{pe}}\right)^2 \dfrac{eE_0}{m_e k}$. En introduisant la longueur de Debye $\lambda_D = v_{Te}/\omega_{pe}$, il vient $\sqrt{eE_0/m_e k} = v_{Te}/k\lambda_D\sqrt{\delta n/n}$.

La résolution de l'équation 6.6 fait apparaître trois types de trajectoires distinctes pour les électrons, en fonction de leur vitesse initiale :

pour $|V_0| > 2\frac{v_{Te}}{k\lambda_D}\sqrt{\frac{\delta n}{n}}$, la particule transite dans le potentiel de l'onde, sa vitesse subissant des oscillations en fonction du potentiel local de l'onde plasma mais ne change jamais de signe ni ne s'annule : on parle de particule circulante.

pour $|V_0| = 2\frac{v_{Te}}{k\lambda_D}\sqrt{\frac{\delta n}{n}}$, on obtient une trajectoire limite dans laquelle la particule voit sa vitesse s'annuler lorsqu'elle atteint un maximum de potentiel de l'onde plasma. La trajectoire correspondante est appelée séparatrice, car elle sépare les orbites des particules circulantes et des particules piégées.

enfin, quand $|V_0| < 2\frac{v_{Te}}{k\lambda_D}\sqrt{\frac{\delta n}{n}}$, la particule oscille dans le potentiel de l'onde plasma et on obtient une trajectoire fermée dans l'espace des phases. La particule est dite piégée.

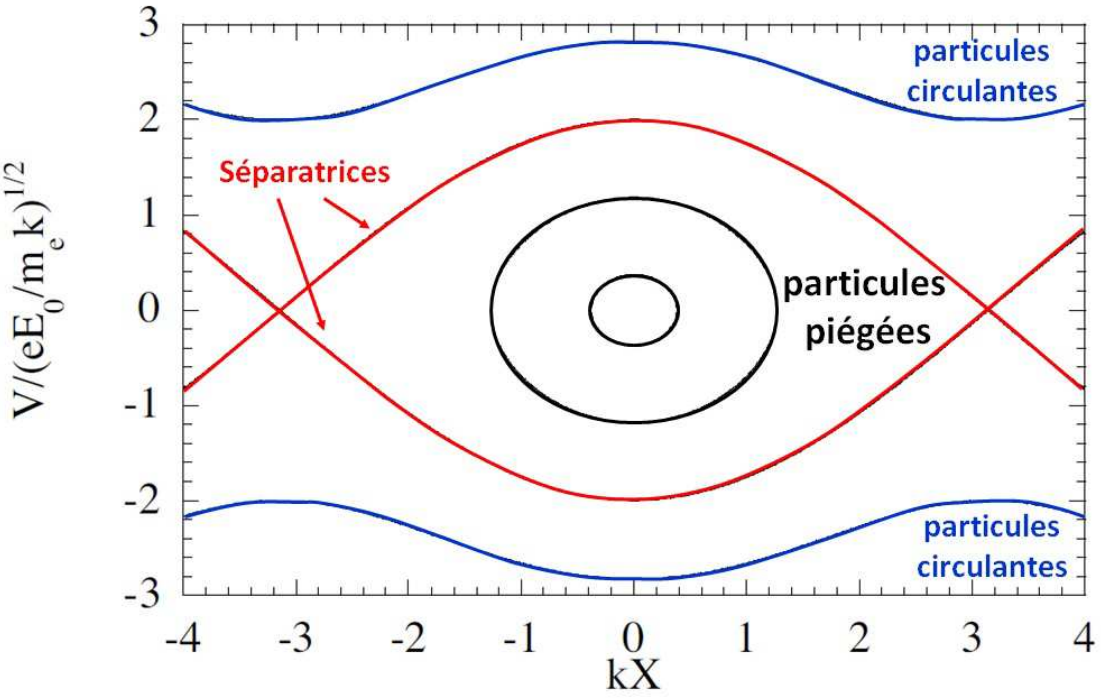


FIGURE 6.4 – Portrait de phase représentant les trois types d'orbites possibles pour un électron plongé dans le potentiel électrostatique d'une onde plasma, dans le référentiel où cette onde a une vitesse de phase nulle.

La figure 6.4 représente le portrait de phase correspondant aux trois situations précédentes. Les orbites correspondant aux particules piégées sont toutes les orbites contenues dans l'espace entre les deux séparatrices. De là, on peut définir une largeur de piégeage ΔV, c'est à dire un intervalle de vitesse des électrons pour lequel ces derniers seront piégés dans le potentiel de l'onde :

$$\Delta V = 4\frac{v_{Te}}{k\lambda_D}\sqrt{\frac{\delta n}{n}} \tag{6.7}$$

Enfin, pour les électrons dont la vitesse oscille faiblement autour de 0 (autour de v_ϕ dans le référentiel du laboratoire) dits fortement piégés, l'équation 6.6 peut être approximée par celle d'un oscillateur harmonique :

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \omega_B^2 X = 0 \tag{6.8}$$

où l'on fait apparaître la fréquence propre de cet oscillateur $\omega_\mathrm{B} = \sqrt{\mathrm{eE_0k/m_e}}$. Comme nous avions vu que $\dfrac{\delta \mathrm{n}}{\mathrm{n}} = \left(\dfrac{\mathrm{k}}{\omega_\mathrm{pe}}\right)^2 \dfrac{\mathrm{eE_0}}{\mathrm{m_e k}}$, on peut exprimer cette fréquence en fonction de l'amplitude de l'onde plasma :

$$\omega_B = \omega_{pe}\sqrt{\frac{\delta n}{n}} \tag{6.9}$$

On voit que les électrons dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de l'onde plasma effectuent de petites oscillations au fond des puits de potentiel électrostatique de cette dernière. Ces oscillations se font à la fréquence ω_B appelée fréquence de piégeage, d'autant plus élevée que l'amplitude de l'onde plasma est grande. Cette fréquence sera très importante par la suite.

6.2 Présentation des résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous allons exposer les différents résultats obtenus au cours de cette expérience. Les résultats obtenus dans le cas d'une mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm ayant déjà été décrits dans le chapitre consacré aux instabilités en plasma simple, nous ne les détaillerons pas ici. Il seront brièvement rappelés dans le cas de l'étude des résultats en cibles composées où ils feront office de

référence. Dans un premier temps donc, nous aborderons les mesures effectuées dans le cas de la feuille de CH 2 μm seule, qui n'ont pas encore été présentées. Ensuite, nous montrerons les résultats obtenus dans le cas des cibles composées qui constituent le cœur de ce chapitre.

6.2.1 Etude du plasma de feuille mince

Dans un premier temps, nous allons donc nous intéresser aux résultats obtenus dans le cadre de l'interaction avec un plasma de feuille mince (CH 2 μm) non préformé. Comme nous l'avons vu dans le chapitre de description des expériences, une telle cible est totalement ablatée durant la durée de l'impulsion laser et produit un plasma dont le profil de densité est parabolique, avec un maximum qui décroit au cours du temps. Nous allons ici évaluer les paramètres hydrodynamiques importants pour l'interaction, avant de nous intéresser à la rétrodiffusion.

Des indications sur l'évolution temporelle du plasma peuvent être obtenues grâce au diagnostic de transmission résolu en temps. La figure 6.5 présente la lumière transmise résolue en temps pour deux énergies différentes. En (a), l'énergie laser était de 91 J (soit une intensité de 1.1×10^{14} Wcm^{-2}). En figure (b), l'énergie laser était de 280 J (soit une intensité de 3.5×10^{14} Wcm^{-2}).

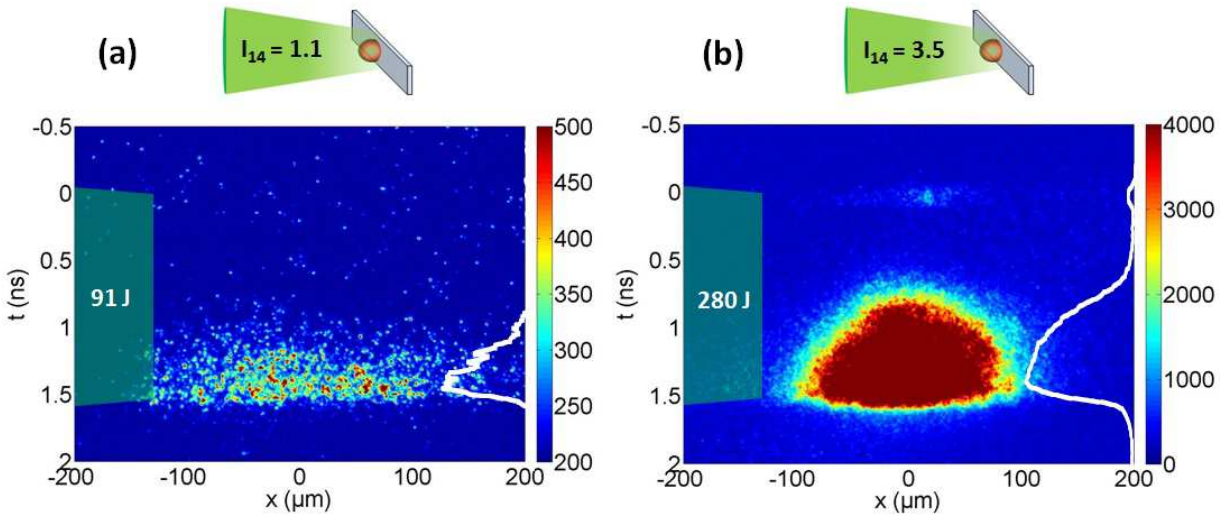


FIGURE 6.5 – Transmission résolue en temps pour une feuille de CH 2 μm en plasma non préformé pour une énergie laser de 91 J (a) et 280 J (b). A droite en blanc sur chaque image, la puissance transmise intégrée spatialement, en unités arbitraires.

Comme dans le cas des mousses, on peut voir que les cibles ne transmettent pas immédiatement après l'irradiation. Dans le cas (a), la transmission commence à partir de 1.0 ± 0.2 ns. Dans le cas (b), la cible commence à transmettre de la lumière à partir de 0.7 ± 0.1 ns. La barre d'erreur plus

grande dans le premier cas provient du fait que le signal n'étant pas très fort, le front de montée correspondant au début de la transmission n'est pas très franc.

Dans le second cas, la barre d'erreur correspond à la limite de résolution temporelle du diagnostic. Le retard observé dans la transmission par rapport au début de l'impulsion laser, noté $t_{transmission}$, correspond donc au temps d'ablation total de la feuille, noté $t_{ablation}$, auquel il faut ajouter le temps nécessaire pour que la densité maximale diminue, depuis la densité du solide jusqu'à la densité critique, que l'on notera $t_{critique}$. On a donc :

$$t_{transmission} = t_{ablation} + t_{critique} \tag{6.10}$$

Le temps d'ablation est obtenu simplement en inversant la formule 2.2 que nous avons donnée dans le chapitre 2. On obtient alors :

$$t_{ablation} = e\frac{\rho}{\dot{m}_a} \tag{6.11}$$

où e est l'épaisseur de la cible, ρ sa masse volumique et $\dot{m}_a$ le taux de masse (surfacique) ablatée. En unités pratiques pour notre cas, on obtient à partir de l'expression du taux de masse ablatée 2.1 :

$$t_{ablation\,[ns]} = 0.71\, I_{14}^{-1/3} \tag{6.12}$$

L'obtention de $t_{critique}$ est moins immédiate. Afin de le calculer, nous allons utiliser un modèle hydrodynamique décrit en détail par [20]. Ce modèle donne l'évolution temporelle des paramètres hydrodynamiques pour un plasma de type feuille mince explosé, en se basant sur une description auto-semblable et une détente isotherme monodimensionnelle. Les auteurs montrent alors que l'on a :

$$t_{critique\,[ns]} = 4 \times 10^4 \lambda_0^{2/3} m^{4/3} A^{-7/6} Z^{3/2} ln\Lambda^{1/3} I_{14}^{-2/3} \tag{6.13}$$

où m désigne la masse surfacique de la cible, lnΛ est le logarithme coulombien, les autres notations ayant leur sens usuel. En unités pratiques et pour nos conditions, cette relation s'écrit :

$$t_{critique\,[ns]} = 2.4 \times 10^{-2} ln\Lambda^{1/3} I_{14}^{-2/3} \tag{6.14}$$

A l'aide des expressions 6.10, 6.12 et 6.14, on peut obtenir la valeur du temps à partir duquel la cible transmet en fonction de l'intensité laser. C'est ce qui a été tracé en figure 6.6 auquel nous avons ajouté les deux valeurs expérimentales. L'épaisseur de la courbe rouge représente les différentes valeurs obtenues en faisant varier la température électronique entre 0.1 et 1 keV. On constate alors que cette dernière n'a que très peu d'influence sur le résultat. Des campagnes précédentes effectuées dans des conditions similaires (irradiation, cible) ont montré que la température obtenue était de l'ordre de 0.5 keV. En ce qui concerne le temps de transmission, on peut voir un excellent accord entre les mesures expérimentales et le modèle de [20] ce qui amène à penser que le modèle simplifié proposé est suffisant dans notre cas. En réalité, la contrainte la plus sévère concerne les aspects bidimensionnels.

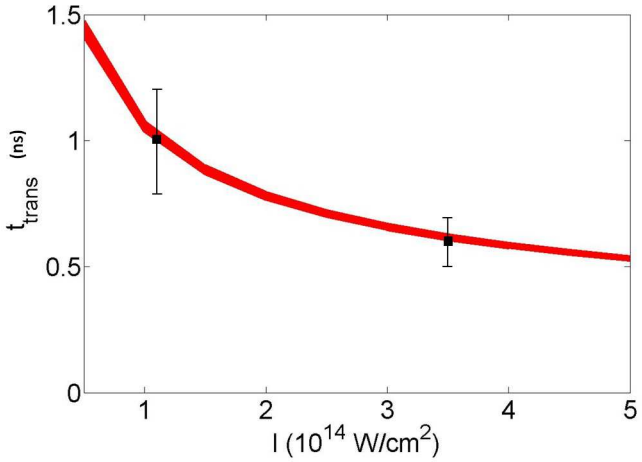


FIGURE 6.6 – Temps à partir duquel une cible de CH 2 μm transmet la lumière en fonction de l'intensité incidente. Les valeurs expérimentales mesurées pour I = 1.1×10^{14} W/cm^2 et pour I = 3.5×10^{14} W/cm^2 ont également été reportées.

A partir de [20], on peut montrer que le modèle n'est plus suffisant pour décrire l'hydrodynamique de notre cible au-delà de t = 1 ns (les effets 3D ne sont plus négligeables). On peut tout de même donner une valeur maximale de la densité au cours du temps, qui sera cependant surestimée puisque l'expansion en deux dimensions va avoir tendance à faire chuter plus rapidement cette dernière. La valeur de la densité au sommet du profil est ainsi donnée par :

$$\frac{n_e}{n_c} = 6.4 \times 10^3 I_{14}^{-1/3} ln\Lambda^{-1/12} t_{critique}^{-5/4} \lambda_0^{-1/6} m^{7/6} A^{-17/24} Z^{5/8} \tag{6.15}$$

ce qui s'écrit en unités pratiques et pour nos conditions :

$$\frac{n_e}{n_c} = 0.14\, I_{14}^{-1/3} \tag{6.16}$$

A partir des considérations que nous venons de développer, nous pouvons donc donner une description de l'évolution hydrodynamique de la cible. Entre t = 0 et t = 0.5 ns, la feuille est en cours d'ablation. L'apparition du court et faible signal en début d'irradiation sur la figure 6.5 (b) est simplement due au fait que la feuille est initialement transparente. Lorsque l'ablation commence, un plasma sur-critique est créé au niveau du front d'ablation rendant la cible opaque, ce qui explique la disparition rapide du signal. La cible reste opaque durant toute son ablation. A t = (0.5 ± 0.1) ns, la feuille est totalement ablatée et la densité commence à chuter. A partir de (0.7 ± 0.1) ns, le plasma devient totalement sous-critique, ce qui correspond au début de la transmission. A partir de ce moment là, on dispose d'une estimation de la température électronique et d'une évolution temporelle de la densité maximale. L'ensemble de ces éléments vont nous permettre de mieux comprendre les spectres rétrodiffusés que nous allons maintenant étudier.

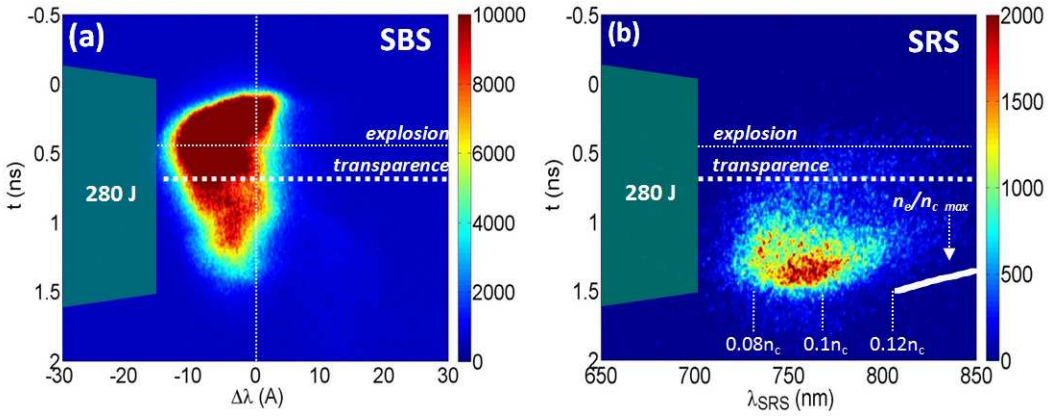


FIGURE 6.7 – Spectres rétrodiffusés résolus en temps pour une feuille de CH 2 μm irradiée par une intensité de 3.5×10^{14} W/cm^2. (a) spectre Brillouin résolu en temps, (b) spectre Raman résolu en temps.

La figure 6.7 présente les spectres résolus en temps mesurés pour la rétrodiffusion pour le tir à 280 J de la figure 6.5 (b). La rétrodiffusion Brillouin est montrée en (a) tandis que la rétrodiffusion Raman se trouve en (b).

Intéressons-nous tout d'abord au spectre Brillouin. Comme dans les autres cas de cibles non préformées déjà présentés dans ce manuscrit, l'émission Brillouin commence dès le début de l'irradiation laser. Elle se poursuit durant toute la durée de l'impulsion, avec un décalage du spectre vers le bleu, ce qui signifie que le Brillouin se produit dans le plasma en détente vers le laser, dans le gradient de densité. Sur la figure, on a reporté les temps $t_{ablation}$ et $t_{critique}$, notés respectivement explosion et transparence.

Une fois que la feuille est devenue totalement transparente au laser, on peut voir que le niveau de l'émission Brillouin diminue. C'est à partir de ce moment que commence l'émission Raman comme on peut le voir en (b), certainement à cause de la diminution du gradient de densité qui ne permettait pas sa croissance jusque là. On ne peut non plus exclure un phénomène de compétition Brillouin Raman tel que nous l'avions évoqué au chapitre 3. D'une manière générale, l'émission Raman augmente au cours du temps à partir de $t_{transmission}$ pour atteindre son maximum en fin d'impulsion laser. Sur la figure 6.7 (b), on a également reporté la valeur de la densité maximale du plasma au cours du temps, calculée à partir de l'expression 6.16. Etant donné que cette densité est surestimée par l'hypothèse d'écoulement 1D, la véritable densité maximale est située entre cette courbe et la limite droite du spectre Raman. Dans tous les cas, l'émission se situe relativement proche du sommet du profil et s'étend entre 700 et 800 nm, ce qui correspond à des densités électroniques comprises entre $0.08n_c$ et $0.12n_c$. Aucune coupure Landau n'est visible aux faibles longueurs d'ondes, ce qui confirme une température électronique modérée (pour T_e=0.5 keV, on s'attend à une coupure autour de $0.04n_c$).

Enfin, les réflectivités mesurées sont de (0.4±0.1) % et de (7±1) % pour le SRS et le SBS respectivement. Si la réflectivité Brillouin est importante, la réflectivité Raman est relativement modeste. Cependant, l'étude des cibles composées va nous montrer que ce faible niveau de réflectivité est en mesure d'affecter de manière importante les spectres mesurés en plasmas multiples.

6.2.2 Développement de l'instabilité de rétrodiffusion Raman en cible composée

Maintenant que nous avons étudié la rétrodiffusion de la feuille mince, nous allons présenter les résultats obtenus pour le SRS dans le cadre des cibles composées. Comme précisé dans le début de ce chapitre, il s'agit d'une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm couplée à une feuille de CH 2 μm séparées de 1.2 mm.

La figure 6.8 présente les spectres Raman obtenus, de haut en bas, dans le cas de la mousse seule, dans le cas de la feuille seule et dans le cas de la cible composée. Les deux premiers cas ont déjà été étudiés mais sont de nouveau présentés ici pour faciliter la comparaison. De plus, le tir sur feuille seule a été décalé temporellement de 1.5 ns. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre consacré aux plasmas simples, une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm transmet très peu d'énergie avant

la fin du faisceau de création, soit avant 1.5 ns. Cela justifie donc la comparaison entre une feuille mince non préformée et une cible composée préformée. Le décalage appliqué au signal de feuille n'a donc pour but que de simplifier la comparaison. Enfin, toujours pour un souci de comparaison, les trois signaux sont présents en intensité relative réelle, ce qui explique que le signal de feuille apparaisse plus faible qu'en figure 6.7.

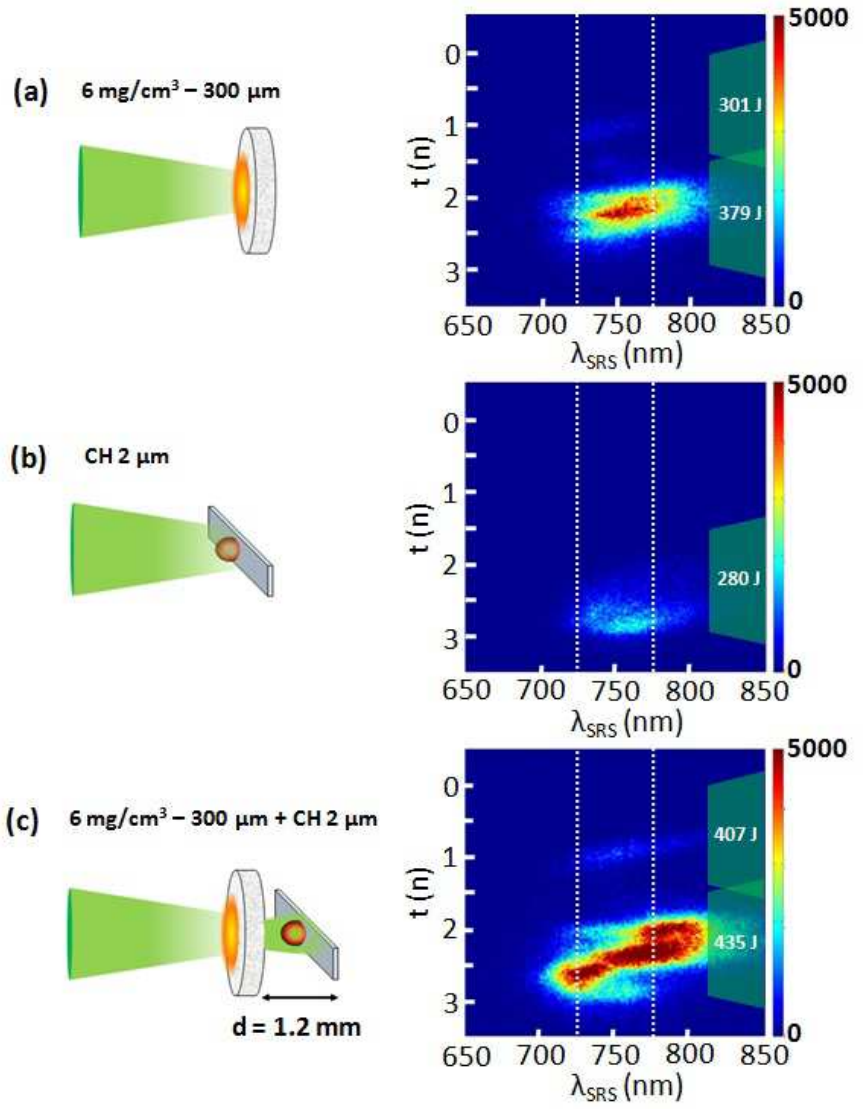


FIGURE 6.8 – Spectres de rétrodiffusion Raman résolus en temps mesurés pour (a) une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm, (b) une cible de CH 2 μm et (c) une cible composée.

Observons en détail le spectre correspondant au cas de la cible composée. Différentes composantes sont visibles. Entre 1.7 et 2.5 ns, on observe une lumière rétrodiffusée dont le spectre s'étend de 725 à 825 nm, et se décale vers les courtes longueurs d'ondes au cours du temps. Il s'agit du signal de la mousse que l'on peut voir en (a). En fin d'impulsion laser, on retouve le signal de la feuille montré en (b) et étudié dans le paragraphe précédent. Enfin, une troisième composante est également visible entre 2.2 ns et 2.7 ns. Ce signal, relativement intense, se situe entre 710 et 740 nm et n'est visible ni dans le spectre de la mousse, ni celui de la feuille. Il s'agit donc d'une composante propre à la cible composée. Par ailleurs, on remarque que si le signal de mousse, dans sa partie supérieure à 750 nm, est identique au cas de la mousse seule en terme d'évolution temporelle et de longueur d'onde, il est relativement plus intense. Cette augmentation en intensité, ainsi que la contribution de la composante supplémentaire que nous avons identifiée juste avant, se retrouvent dans les valeurs de réflectivités.

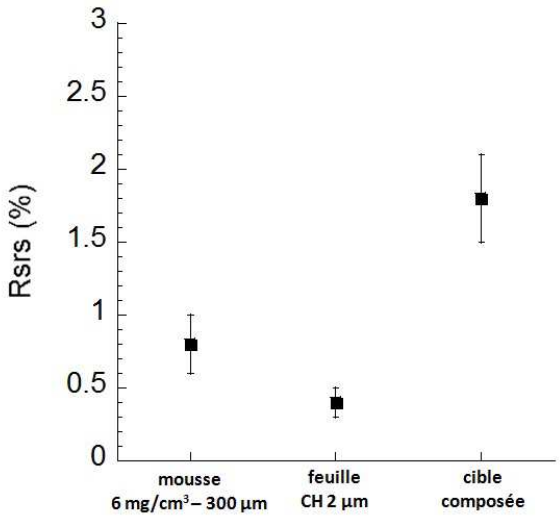


FIGURE 6.9 – Réflectivités Raman intégrées en temps mesurées en fonction de la cible : mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm, feuille de CH 2 μm ou cible composée mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm + feuille de CH 2 μm.

Sur la figure 6.9, nous avons tracé les valeurs de réflectivité Raman intégrées temporellement mesurées en fonction de la cible : mousse, feuille et cible composée. Dans le cas de la mousse, nous avions mesuré une réflectivité de (0.7±0.2) % et dans le cas de la feuille une réflectivité de (0.4±0.1) %. Pour ce qui est de la cible composée, on mesure une réflectivité de (1.8±0.3) %. On voit alors que la réflectivité dans le cas de la cible composée est supérieure à la somme des réflectivités des deux cibles prises indépendamment, comme on pouvait s'y attendre après l'observation des spectres. Notons qu'entre le cas de la cible de mousse seule et le cas de la cible composée, l'énergie du faisceau d'interaction a subit une augmentation de 15%. Compte tenu que l'instabilité se trouve vraisem-

blablement en régime saturé (voir chapitre 3), l'augmentation de l'énergie du faisceau n'est pas en mesure d'expliquer l'augmentation d'un facteur 2.6 observée.

Si l'on revient maintenant sur les spectres, on peut exprimer de manière plus quantitative les effets observés en traçant les profils d'intensité en fonction du temps ou en fonction de la longueur d'onde. Par ailleurs, nous avons distingué précédemment deux zones du spectre de la cible composée qui présentent une différence marquée par rapport aux spectres des cibles simples : les longueurs d'onde supérieures à 750 nm entre 1.5 et 2 ns d'une part, les longueurs d'ondes inférieures à 750 nm entre 2 et 2.5 ns d'autre part. Nous allons donc également détailler les profils d'intensité dans ces deux zones.

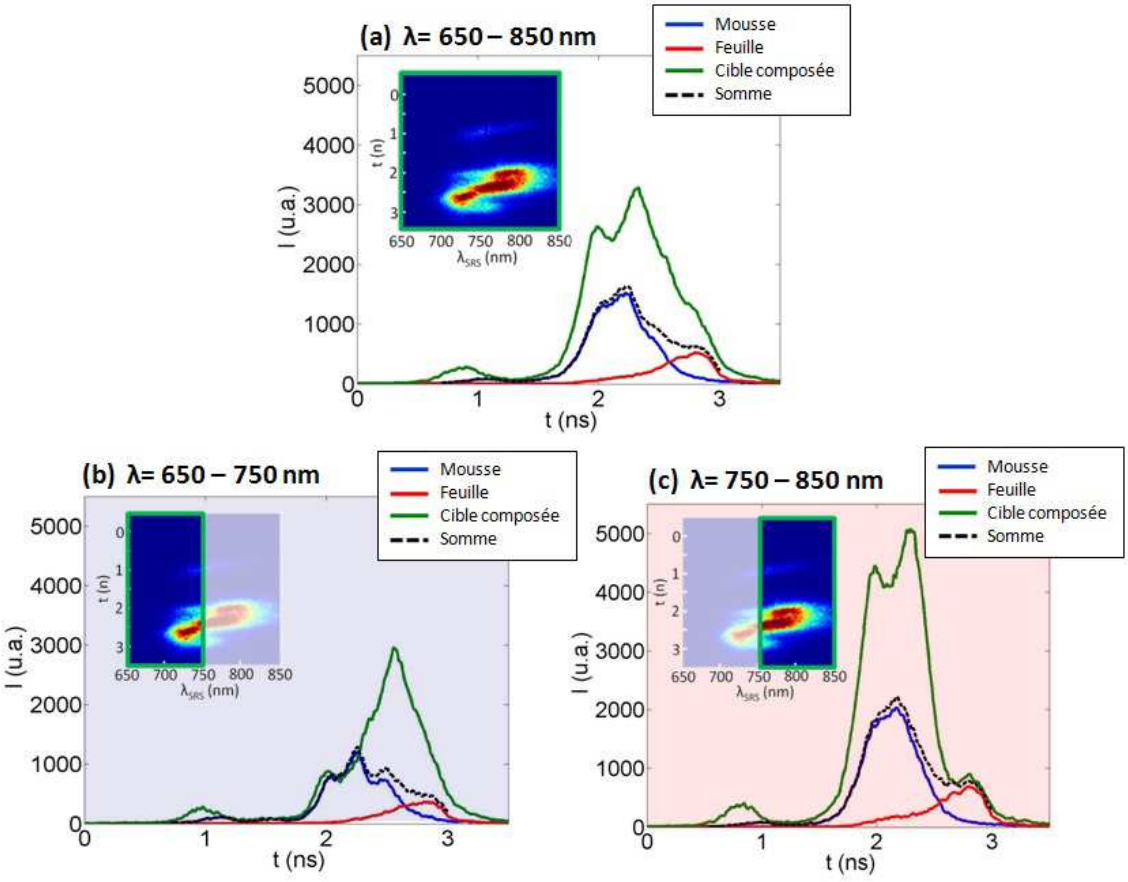


FIGURE 6.10 – Spectres Raman intégrés en longueur d'onde sur toute la largeur du spectre (a), sur la plage 650-750 nm (b) et sur 750-850 nm (c) dans le cas d'une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm (bleu), d'une feuille de CH 2 μm (rouge) et d'une cible composée mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm + feuille de CH 2 μm (vert). La somme des signaux de mousse et de feuille est représentée par la ligne noire pointillée.

Sur la figure 6.10, on s'intéresse à l'évolution temporelle des spectres. Pour obtenir les profils présentés en (a), on a donc procédé à une intégration en longueur d'onde sur toute la largeur des spectres. En plus des profils associés aux trois cibles que nous étudions (en rouge la feuille, en bleu la mousse et en vert la cible composée), nous avons également tracé (courbe noire pointillée) la somme des profils de la feuille et de la mousse. On constate alors que le signal de la cible composée est supérieur à la somme des signaux de mousse et de feuille sur toute la durée de l'impulsion d'un facteur deux environ (le rapport est représenté sur la figure 6.11). L'intégration sur tout le domaine spectral cache en réalité des disparités selon le domaine de longueur d'onde. On peut s'en rendre compte en traçant les mêmes profils d'intensité que précédemment sur un domaine spectral plus restreint. Sur les figures 6.10 (b) et (c), les profils ont été tracés après intégration sur la plage 650 - 750 nm et 750 - 850 nm respectivement (on a représenté la zone correspondante par un rectangle vert sur le spectre de la cible composée, inséré dans les graphes (a) (b) et (c)). Aux courtes longueurs d'onde, le signal de la cible composée est identique à la somme des signaux de mousse et de feuille durant la première partie de l'impulsion. A partir de 2.2±0.1 ns, le signal de la cible composée augmente très fortement. Au maximum, à 2.7±0.1 ns, il représente quatre fois l'intensité du signal somme (figure 6.11). A partir de cet instant, la baisse du signal est continue jusqu'à la fin de l'impulsion. Aux grandes longueurs d'onde, le signal de la cible composée excède le signal somme dès le début de l'impulsion, d'un facteur deux et demi jusqu'à 2.5±0.1 ns. Après ce temps, on retrouve un niveau équivalent au signal somme (et même au signal de feuille) jusqu'à la fin de l'impulsion.

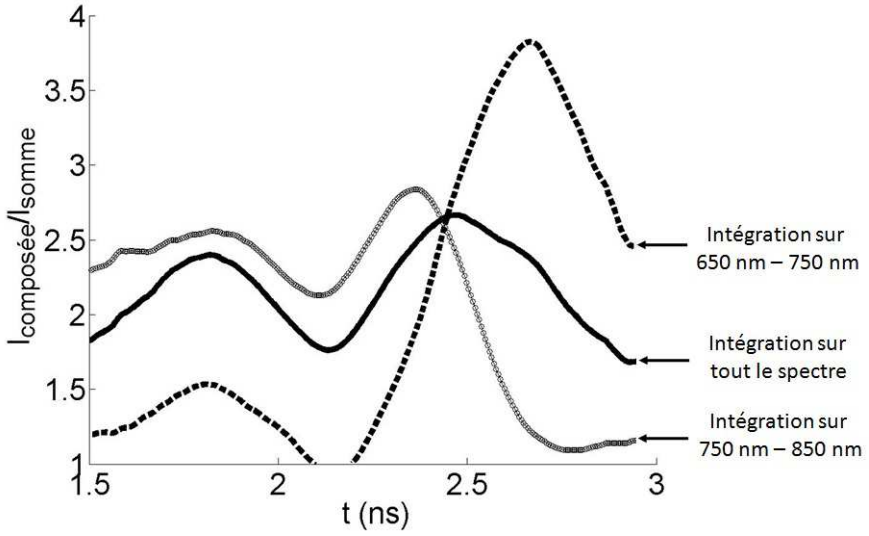


FIGURE 6.11 – Evolution temporelle du rapport entre le signal de la cible composée et la somme des signaux de la mousse et de la feuille, pour les trois domaines d'intégration spectrale définis précédemment.

De la même manière, on peut comparer les profils d'intensité des trois spectres mais cette fois ci dans le domaine spectral. Ainsi, la figure 6.12 présente les profils en intensité après intégration sur toute la durée d'impulsion du faisceau d'interaction (a), après intégration sur la plage 1.5 ns - 2.5 ns (b) et après intégration sur la plage 2.5 ns - 3 ns (c). Dans les trois cas, on a également représenté la somme des signaux de la mousse et de la feuille. Le code couleur est inchangé par rapport à la figure 6.10.

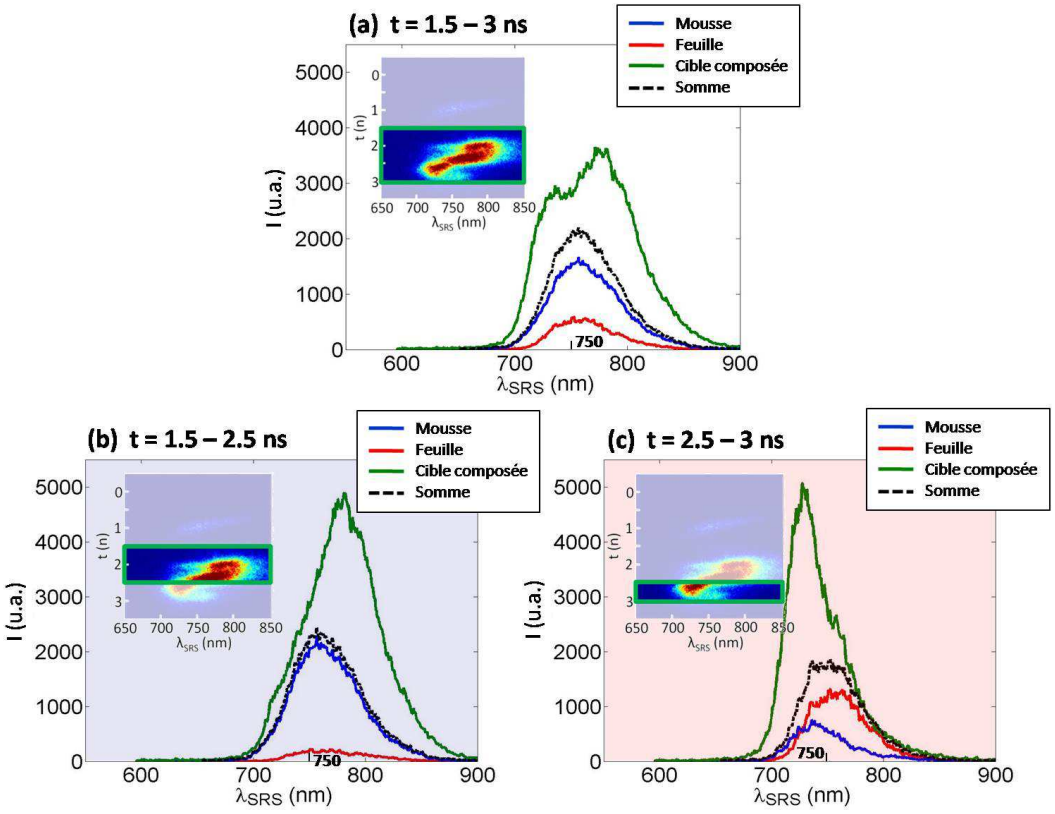


FIGURE 6.12 – Spectres Raman intégrés en temps sur toute la durée de l'impulsion (a), la plage 1.5-2.5 ns (b) et sur 2.5-3 ns (c) dans le cas d'une mousse de 6 mg/cm^3 - 300 μm (bleu), d'une feuille de CH 2 μm (rouge) et d'une cible composée mousse 6 mg/cm^3 - 300 μm + feuille de CH 2 μm (vert). La somme des signaux de mousse et de feuille est représentée par la ligne noire pointillée.

Les courbes en (a) montrent que le signal de la cible composée est supérieur au signal somme sur toute la largeur spectrale, compris entre un facteur trois et quatre aux abords des longueurs d'onde extrêmes du spectre et d'un facteur à peine supérieur à l'unité autour de 750 nm (ce facteur est représenté en figure 6.13. Cette division en deux domaines spectraux distincts apparaît nettement

en (b) et en (c), où l'on voit que le signal de la cible composée n'excède le signal somme que pour les longueurs d'onde inférieures à 750 nm (d'un facteur 8) dans le cas (c), et pour les longueurs d'ondes supérieures à 750 nm (d'un facteur 4) dans le cas (b) (voir figure 6.13).

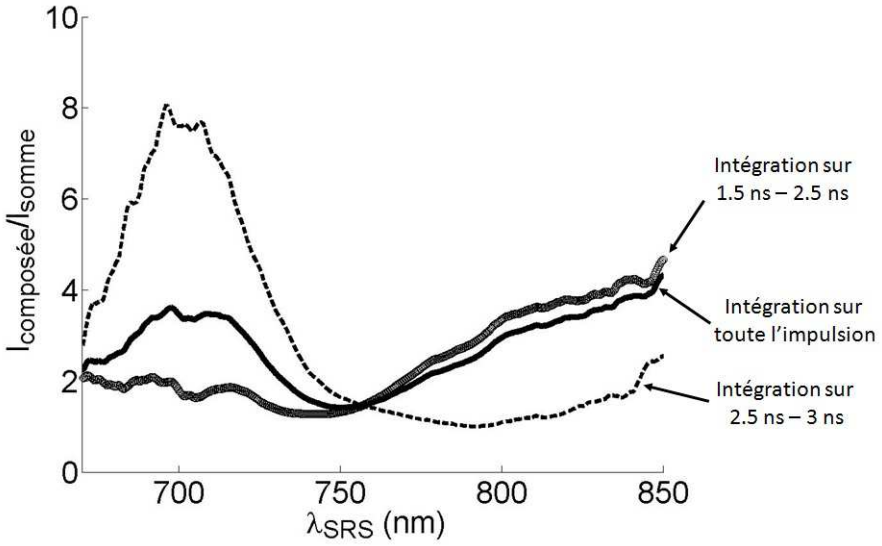


FIGURE 6.13 – Evolution spectrale du rapport entre le signal de la cible composée et la somme des signaux de la mousse et de la feuille, pour les trois domaines d'intégration temporelle définis précédemment.

Sans entrer pour l'instant dans une interprétation détaillée de ces observations, on peut tout de même noter que la configuration de la cible s'apparente à une expérience dite de "seeding", où un germe électromagnétique injecté dans le plasma est amplifié par les instabilités Brillouin ou Raman. Dans notre cas, ce germe est constitué par la rétrodiffusion du plasma de feuille. En poursuivant l'analogie, on peut alors définir le facteur d'amplification du signal de feuille par :

$$F_{ampli} = \frac{I_{SRS,c} - I_{SRS,m}}{I_{SRS,f}} \tag{6.17}$$

où $I_{SRS,i}$ désigne l'intensité du signal de la cible composée, de la mousse et de la feuille pour i = c,m et f respectivement. Sur la figure 6.14, on a tracé ce facteur d'amplification en fonction du temps pour deux longueurs d'ondes de la lumière rétrodiffusée $\lambda_{\mathrm{SRS}} = (720 \pm 10)$ nm et $\lambda_{\mathrm{SRS}} = (770 \pm 10)$ nm, ce qui correspond aux lignes verticales pointillées tracées sur les spectres de la figure 6.8. Ces facteurs n'ont été représentés ici que pour les régions où ils sont proprement définis , c'est à dire où les niveaux de signaux sont largement au dessus du bruit (typiquement supérieurs à 1/10ème de leur valeur maximale compte tenu de la dynamique de la caméra, *cf.* paragraphe 2.2.2, page 56) en

particulier dans le cas du signal de feuille, qui apparaît au dénominateur dans l'équation 6.17. Ceci explique que les courbes ne soient pas tracées sur tout le domaine temporel.

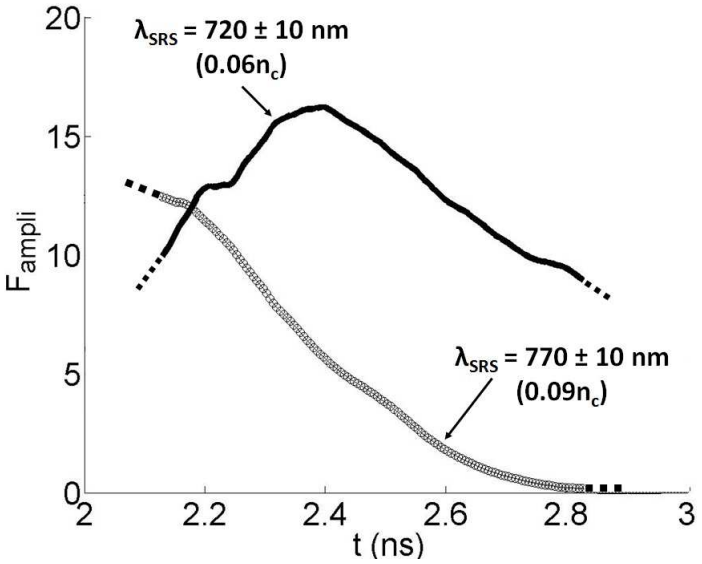


FIGURE 6.14 – Facteur d'amplification tel que défini par la relation 6.17 en fonction du temps pour $\lambda_{\mathrm{SRS}} = (720 \pm 10)$ nm et $\lambda_{\mathrm{SRS}} = (770 \pm 10)$ nm.

Sur cette plage temporelle, on constate que le facteur d'amplification à 720 nm (soit une densité électronique de $0.06\mathrm{n_c}$) est plus élevé qu'à 770 nm ($0.09\mathrm{n_c}$), le premier étant supérieur à 10 entre 2.2 et 2.7 ns et le second étant inférieur à 10 au-delà de 2.3 ns. Ceci n'est pas en accord avec la variation du gain pour la rétrodiffusion Raman, lequel diminue avec la densité électronique (se reporter au chapitre 3). Cette forte amplification qui se produit à partir de 2.2 ns est donc probablement d'une nature différente. Dans la suite, nous allons pousser plus loin cette réflexion et montrer que les résultats doivent effectivement être traités de manière différente selon qu'ils se produisent à grande ou à courte longueur d'onde.

6.3 Discussion des résultats

Avant d'aller plus en avant dans l'interprétation et la discussion des observations précédentes, revenons brièvement sur le spectre de la mousse. Lors de notre étude des spectres Raman de mousses dans le chapitre 3, nous avions remarqué que ces derniers présentaient de manière quasi-systématique une coupure aux courtes longueurs d'onde, que nous avions interprétée comme étant due à l'effet Landau. Dans le spectre qui nous intéresse ici, cette coupure est particulièrement visible, autour de 725 nm. Or, si l'on regarde maintenant le spectre de la cible composée de la figure 6.8 (c), on constate que le spectre s'étend jusqu'à des longueurs d'onde de 700 nm environ. C'est ce que nous avons identifié précédemment comme la "composante à courtes longueurs d'onde". La présence d'un signal fort (6.13) proche et au delà de la coupure Landau pose question.

Cette composante doit donc être traitée différemment du reste du spectre. Pour s'en convaincre, on a tracé en figure 6.15 l'amortissement des ondes plasmas électroniques (normalisé à la pulsation laser) attendu dans la mousse, en fonction de la longueur d'onde Raman. Par ailleurs, cet amortissement (ligne noire pointillée sur la figure) a été décomposé en amortissement Landau (en bleu) d'une part, et amortissement collisionnel (en rouge) d'autre part.

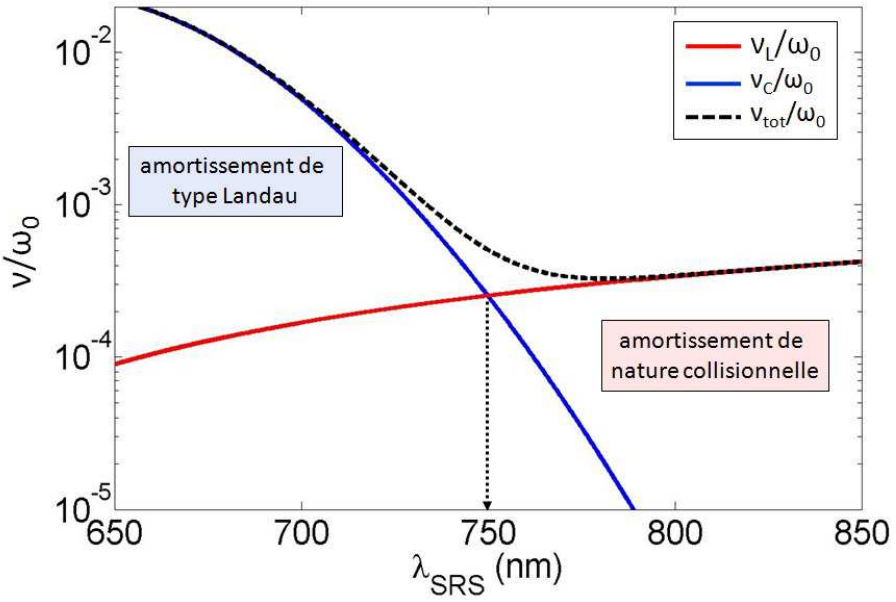


FIGURE 6.15 – Amortissements des ondes plasma électroniques en fonction de la longueur d'onde de l'émission Raman. L'amortissement total (ligne noire pointillée) est décomposé en amortissement Landau (ligne bleu) et en amortissement collisionnel (ligne rouge). Ces amortissements sont calculés pour une température de 0.8 keV.

Classiquement, à grande densité (donc à grande longueur d'onde Raman) l'amortissement des ondes plasmas est dominé par les collisions. A faible densité (donc à courte longueur d'onde Raman), l'amortissement Landau devient prépondérant. Dans notre cas, c'est à dire pour une température de 0.8 keV et un laser à 527 nm, il est intéressant de noter que cette transition (marquée par la flèche pointillée dans la figure 6.15) se fait autour de $\lambda_{SRS} = 750$ nm. Or, cette limite des 750 nm correspond à la séparation des deux zones spectrales que nous avions identifiées dans le paragraphe précédent. La différence de comportement de la rétrodiffusion de part et d'autre de cette limite est particulièrement nette sur les coupes de la figure 6.12.

Ces considérations nous poussent donc à traiter de manière indépendante les deux parties du spectre, de part et d'autre de la limite des 750 nm. Ainsi, dans un premier temps, nous étudierons les causes de l'amplification du spectre de la mousse à grande longueur d'onde, et dans un second temps, nous nous attacherons à expliquer l'apparition de la composante à courte longueur d'onde, dans une région de fort amortissement Landau.

6.3.1 Interprétation du spectre de la cible composée aux grandes longueurs d'onde

Dans le domaine des grandes longueurs d'onde tel que nous l'avons défini plus haut, l'observation du spectre de rétrodiffusion Raman de la cible composée ainsi que l'étude des divers profils ont montré que le spectre conserve globalement sa forme mais présente une augmentation d'intensité. Nous avons par ailleurs vu que cette augmentation ne peut pas s'interpréter comme étant simplement la somme des signaux de la mousse et de la feuille. Afin de comprendre comment la présence du signal de la feuille peut conduire à cette augmentation importante du signal, il nous faut nous interroger sur les facteurs qui déterminent le niveau final de l'onde rétrodiffusée.

D'une manière générale, l'amplitude de l'onde rétrodiffusée est donnée par :

$$A_{SRS} = A_0 exp(G) \tag{6.18}$$

où A_0 est le germe électromagnétique initial sur lequel l'instabilité se développe et G est le gain de l'instabilité.

Dans le cas d'un régime d'instabilité absolue, l'amplitude des ondes croît exponentiellement en temps dans tout le domaine d'interaction et va saturer non-linéairement (à cause du temps de croissance très rapide de l'instabilité). Dans ce cas, ce sont les processus de saturation non- linéaire qui

vont déterminer le niveau final de l'instabilité. Dans le régime d'instabilité convective, les ondes sont amplifiées spatialement le long de la distance d'interaction. Si la valeur de G correspondante est importante, le niveau final va être déterminé par les processus de saturation non-linéaire de l'instabilité. Pour des valeurs de G pas trop grandes (typiquement < 10), le niveau final de l'instabilité est déterminé par la valeur de G. Enfin, l'équation 6.18 montre que le niveau du germe initial détermine également le niveau final de l'instabilité, dans les cas où la saturation non-linéaire n'est pas atteinte.

Généralement, on considère que ce germe provient de la diffusion de l'onde laser sur le bruit thermique électronique du plasma, ou d'autres sources de lumière telles que le Bremsstrahlung par exemple. L'amplitude de ce bruit initial est généralement très faible comparée à celle de l'onde électromagnétique incidente. Typiquement, on a $A_0/A_{laser} \sim 10^{-8}$ [90]. Ces sources ont généralement un spectre très large (ce qui peut justifier l'utilisation d'un bruit blanc, par exemple, comme source dans les simulations numériques) si bien qu'une faible portion de ce bruit correspond à la bande de résonance du couplage d'ondes. Dans le cas où la source aurait une bande spectrale plus étroite et proche de la résonance, on peut s'attendre à ce que l'instabilité s'y développe préférentiellement. Si de plus l'amplitude de cette source est relativement grande (par rapport au bruit thermique), l'instabilité peut alors croître à des niveaux plus importants, à gain fixé. Ceci peut se produire, par exemple, lorsque plusieurs faisceaux sont introduits. Dans ce cas, l'instabilité peut croître à un niveau plus important à partir de la diffusion à angle d'un autre faisceau. Dans le cas de l'instabilité Brillouin, la réflexion spéculaire d'un faisceau peut également jouer ce rôle [81].

Comme nous l'avions évoqué dans le paragraphe précédent, dans le cas de la cible composée, la rétrodiffusion Raman provenant de la feuille peut servir de germe à l'instabilité dans le plasma de mousse. Nous avions alors introduit le facteur d'amplification F_{ampli} dont la définition est donnée par l'expression 6.17.

Par ailleurs, l'intensité du signal intégré sur toute la largeur du spectre est proportionnelle à l'énergie de l'onde rétrodiffusée, donc au carré de son amplitude. On a donc d'après l'équation 6.18 :

$$I_{SRS,i} = I_{germe,i} exp(2G) \tag{6.19}$$

où $I_{germe,i}$ est l'intensité (au sens du niveau de signal sur le détecteur) du germe électromagnétique. Or, dans le cas de la mousse, on a $I_{germe,m} = I_{bruit}$, où I_{bruit} est la diffusion par le bruit électronique dans le plasma de mousse, que l'on ne peut pas mesurer. D'après notre hypothèse, on a donc $I_{germe,c} = I_{bruit} + I_{SRS,f}$. L'équation 6.17 s'écrit donc au final :

$$F_{ampli} = exp(2G) \tag{6.20}$$

Au cours du chapitre 3, nous avions conclu que l'instabilité de rétrodiffusion Raman était de nature absolue. Dans ce cas, comme nous l'avons dit plus haut, on s'attend à ce que l'instabilité soit en régime de saturation, compte tenu de son taux de croissance extrêmement rapide. Une augmentation de l'amplitude de la source initiale (dans notre cas, passer du bruit thermique au signal de feuille) ne devrait pas changer le niveau de saturation final de l'instabilité. De telles observations ont déjà été faites sur la rétrodiffusion Brillouin dans une expérience similaire détaillée dans [90]. Dans ce cas, le Brillouin, bien qu'en régime convectif, était saturé non linéairement à cause des valeurs de gain très élevées. L'injection d'une source électromagnétique externe, constituée par la rétrodiffusion Brillouin d'une cible séparée, a conduit à une augmentation du taux de rétrodiffusion. Dans ce cas, notre expérience confirme ces observations pour l'instabilité Raman. La possibilité d'augmenter le niveau de saturation de cette façon n'est pour l'heure, pas comprise théoriquement.

Il est possible de reconsidérer ces conclusions si l'on revient sur l'hypothèse qui nous avait amenés à considérer une croissance absolue pour la rétrodiffusion Raman. Dans le chapitre 3, nous avions en effet supposé que l'instabilité se produisait proche du sommet du profil de densité. Supposons maintenant que ce n'est pas le cas et que l'instabilité se produit bien plus en avant. Dans cette zone, le profil de densité peut être assimilé à un profil de type linéaire. Pour un tel profil, la théorie interdit le développement d'instabilités absolues. Dans ce cas, le facteur d'amplification se calcule à partir du gain de Rosenbluth et l'on trouve une valeur de 10 pour une longueur caractéristique de gradient de 600 μm. Dans tous les cas, pour une longueur de gradient comprise entre 100 et 800 μm, ce qui est raisonnable pour nos cibles, on trouve un facteur d'amplification compris entre 5 et 20. La prise en compte de l'inhomogénéïté du plasma peut donc nous ramener à une instabilité convective avec des valeurs de gain raisonnables par rapport à nos mesures. Enfin, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le lissage de l'impulsion induit lors de sa traversée du plasma de mousse conduit à une réduction de la taille longitudinale des speckles. Ainsi, l'amplitude finale des ondes peut être diminuée suite à cette réduction, de même que la longueur sur laquelle l'instabilité se développe peut être trop courte pour supporter une instabilité absolue.

Apporter une réponse définitive à ces questions supposerait une étude plus approfondie des instabilités dans les mousses et nos mesures ne fournissent pas tous les éléments nécessaires (en particulier, il faudrait pouvoir obtenir des mesures et des simulations précises des profils hydrodynamiques). Quoi qu'il en soit, on retiendra que dans ce domaine de longueur d'onde, on mesure une amplification du signal de la feuille d'un facteur 10, conduisant à une augmentation locale de la réflectivité.

6.3.2 Interprétation du spectre de la cible composée aux courtes longueur d'ondes

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la portion du spectre comprise entre 650 nm et 750 nm. Précédemment, nous avions identifié dans cette zone l'apparition d'une composante supplémentaire dans le cas de la cible composée, entre 2.5 ns et 3 ns. Le niveau de ce signal était supérieur d'un facteur quatre à la somme des signaux de la mousse et de la feuille. Or, la figure 6.15 a montré que cette composante apparaissait dans une zone de fort amortissement Landau.

Dans les années 2000, des observations expérimentales en conditions bien contrôlées [14, 91] ont mis en évidence que, contrairement à ce qui était attendu pour un régime fortement amorti, la réflectivité Raman pouvait être significative. De plus, des simulations PIC (*Particle-In-Cell*) [92, 93] ont montré que la prise en compte des effets cinétiques, en particulier le piégeage, se produisant pour ces conditions pouvaient rendre compte de ces observations. Ainsi, le piégeage d'électrons au sein d'une onde plasma, lorsqu'il est efficace, conduit à une diminution de l'amortissement Landau, provoquant par suite une augmentation de la réflectivité Raman. Ce processus est généralement désigné sous le nom d'inflation Raman. Compte tenu des conditions attendues dans les cavités NIF pour lesquelles les ondes plasmas sont en régime fortement amorties, la problématique de l'inflation Raman a donné lieu à de nombreuses études ces dernières années. Nous y reviendrons ultérieurement dans ce chapitre.

Le processus de modification de la fonction de distribution électronique peut être schématisé de la manière suivante. En considérant une distribution maxwellienne f(v) ainsi que les vitesses électroniques v_1 et v_2, telles que $v_1 < v_{EPW}$ et $v_2 > v_{EPW}$, alors on a $f(v_1) > f(v_2)$. Les électrons piégés les plus lents étant accélérés par le maximum de l'onde qui les suit, et les plus rapides étant décélérés par celui qui les précède, la fonction de distribution s'aplanit donc autour de v_{EPW} comme illustré schématiquement en figure 6.16. Or, on a pour le taux d'amortissement Landau ν_L des ondes plasmas :

$$\nu_L \propto \left.\frac{\partial f}{\partial v}\right|_{v=v_{EPW}} \tag{6.21}$$

L'aplanissement de la fonction de distribution autour de v_{EPW} entraîne donc une diminution de l'amortissement Landau.

Pour expliquer nos observations, on peut donc rechercher si un tel phénomène de piégeage est susceptible de se produire dans nos conditions. Plus précisément, il faut déterminer si ce piégeage est suffisamment efficace pour modifier l'amortissement Landau. Cette efficacité est liée, comme nous le verrons par la suite, à la fréquence de piégeage des électrons, et donc à l'amplitude de l'onde

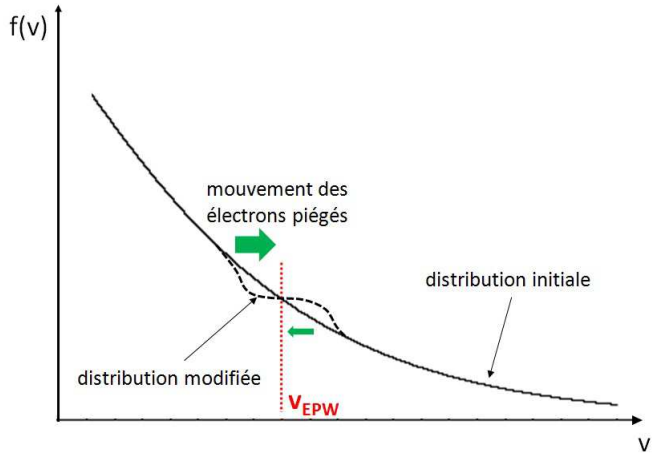


FIGURE 6.16 – Représentation schématique de la modification de la fonction de distribution par piégeage électronique.

plasma. Expérimentalement, on n'observe aucun signal détectable de rétrodiffusion Raman au-delà de la coupure Landau dans le cas du tir sur mousse seule, ce qui montre que les ondes plasmas associées à l'instabilité ne parviennent pas à croître suffisamment pour déclencher un piégeage efficace. En revanche, l'introduction d'un signal rétrodiffusé provenant de la feuille change la situation. Comme nous l'avons vu pour les grandes longueurs d'onde, ce signal va constituer un germe pour la rétrodiffusion Raman et va subir une amplification convective durant sa propagation dans le plasma de mousse. La question est alors de déterminer si cette amplification peut générer une onde plasma d'amplitude suffisamment grande pour produire un piégeage capable de réduire l'amortissement Landau.

Pour répondre à cette question, il nous faut donc calculer l'évolution spatiotemporelle de l'amplitude de l'onde plasma générée par l'instabilité Raman. En se basant sur les équations de couplage de la l'onde plasma électronique et de la lumière diffusée, un calcul détaillé dans l'annexe 4 aboutit à l'expression suivante :

$$E_{EPW}(x,t) = E_{SRS}(0, t - x/v_{g,SRS}) \frac{\Gamma_0}{\nu_{EPW}} \sqrt{\frac{\omega_{EPW}}{\omega_{SRS}}} exp\left[\int_0^x G(x')dx'\right] \tag{6.22}$$

où Γ_0 est donné par $\Gamma_0 = \frac{e}{4m_e}\frac{k_{EPW}}{\omega_0}\sqrt{\frac{\omega_{EPW}}{\omega_{SRS}}}E_0$ et $v_{g,SRS}$ est la vitesse de groupe de l'onde diffusée. G représente le taux de croissance spatial dont l'expression est $G = \frac{\Gamma_0^2}{\nu_{EPW} v_{g,SRS}}$.

Notons que dans le cadre d'une description complète, la fréquence de l'onde plasma est différente de celle dérivée de l'équation de dispersion linéaire que nous avons présenté au chapitre 3. En effet, dans les régimes qui nous intéressent ici ($k\lambda_D \gtrsim 0.3$), l'interaction onde-particules conduit à un décalage de la fréquence de l'onde plasma électronique, vers les basses fréquences [94]. Ce décalage en fréquence, dit non-linéaire, est dépendant du temps et devient important lorsque l'interaction entre les électrons résonnants avec l'onde devient efficace. C'est d'ailleurs une des raisons invoquées pour expliquer une saturation de l'instabilité Raman dans ces régimes [95] : lorsque le décalage en fréquence devient trop important, la condition de résonance 3.1 n'est plus satisfaite : on parle dans ce cas de désaccord non linéaire. Dans notre cas, nous cherchons justement a déterminer, pour nos conditions expérimentales, quand l'interaction onde-particules devient efficace (nous donnerons sous peu un sens quantitatif au terme "efficace"). Pour cette raison, nous nous plaçons en dessous du seuil et nous supposons le décalage en fréquence non linéaire négligeable et utiliserons pour l'onde plasma électronique la fréquence donnée par la relation de dispersion linéaire.

L'équation 6.22 montre que l'amplitude de l'onde plasma électronique à un instant t et à une position x dans le plasma dépend d'une part d'un facteur d'amplification spatial et d'autre part de l'amplitude de l'onde diffusée avant son amplification. Cette dernière correspond donc à la rétrodiffusion du plasma de feuille dont l'amplitude augmente au cours du temps. Cela signifie qu'à longueur d'amplification fixée, l'amplitude maximale pouvant être atteinte par l'onde plasma va augmenter au cours du temps.

On peut maintenant donner l'expression de la fréquence de piégeage électronique, que nous avions définie en début de chapitre comme étant $\omega_B = \sqrt{eE_0k_{EPW}/m_e}$:

$$\omega_B(x,t) = \sqrt{E_{SRS}(0,t-x/v_{g,SRS})\frac{ek_{EPW}}{m_e}\frac{\Gamma_0}{\nu_{EPW}}\sqrt{\frac{\omega_{EPW}}{\omega_{SRS}}}exp\left[\int_0^x G(x')dx'\right]} \tag{6.23}$$

De manière pratique, l'amplitude du champ électrique associé à l'onde plasma peut être réécrit en fonction de la réflectivité du plasma de feuille dans le domaine spectral résonnant, que l'on note $r_\lambda(t)$. Ainsi on obtient en unités pratiques :

$$\omega_B(x,t)_{[ns^{-1}]} = 1.8\times10^4\left[\sqrt{r_\lambda(t)}\frac{\bar{k}_P^2}{\bar{\nu}_P}\left(\frac{\bar{\omega}_P}{\bar{\omega}_S}\right)^{3/2}exp\left(7.5\times10^{-5}\int_0^{x_{[\mu m]}}\frac{\bar{k}_P^2}{\bar{\nu}_P\bar{v}_S}\frac{\bar{\omega}_P}{\bar{\omega}_S}dx'\right)\right]^{1/2} \tag{6.24}$$

où les variables surmontées d'une barre sont normalisées (à ω_0 pour les fréquences, à ω_0/c pour les nombres d'onde et à c pour les vitesses).

Connaissant les variations spatiotemporelles de la fréquence de piégeage, il nous faut maintenant déterminer dans quelles conditions ce piégeage est suffisamment efficace pour faire diminuer l'amortissement Landau. Il a été montré [96, 97] que lorsque $\int \omega_B dt \gtrsim 6$, la fonction de distribution électronique était suffisamment modifiée pour permettre une réduction de l'amortissement Landau. Cette condition exprime approximativement qu'un électron piégé doit le rester suffisamment longtemps pour pouvoir parcourir entièrement son orbite dans l'espace des phases (voir figure 6.4). Ce temps est très court, typiquement quelques dixièmes de picoseconde, et inversement proportionnel à l'amplitude de l'onde plasma. En considérant que le volume d'interaction est limité par la taille des speckles, les électrons sont dépiégés s'il sortent du volume du speckle. La condition précédente peut donc ne pas être vérifiée si les électrons sortent du speckle avant d'avoir effectué un tour dans leur orbite piégée. Le paramètre important ici est donc le temps de transit des électrons, défini par :

$$t_{transit} = \frac{L_\perp}{v_{Te}} \tag{6.25}$$

où $L_\perp$ représente la largeur d'un speckle et où on considère que les électrons se déplacent à la vitesse thermique v_{Te} . Numériquement, on trouve $t_{transit} \approx 0.7$ ps pour une largeur de speckle de 10 μm et $T_e = 1$ keV.

On voit donc que ce temps de transit est du même ordre de grandeur que le temps de piégeage des électrons. L'effet du piégeage sur la fonction de distribution va donc être très sensible à la valeur de ω_B et donc de r_λ. Comme cette dernière varie au cours du temps, il faut comparer ω_B à $2\pi/t_{transit}$ sur toute la durée de l'impulsion. Pour ce faire, il faut également définir une longueur d'amplification. On considèrera ici que l'instabilité est limitée par la longueur des speckles, soit une centaine de microns. Sur cette longueur, on peut alors considérer que la densité électronique est à peu près constante et l'intégrale de l'expression 6.24 se ramène à une multiplication par la longueur d'amplification. Par ailleurs, on évalue la réflectivité r_λ sur le domaine 715-735 nm pour des raisons qui seront explicités ultérieurement. En première approche, remarquons simplement que cela correspond à peu près à la bande spectrale dans laquelle on observe expérimentalement un effet significatif . La figure 6.17 montre l'évolution de la fréquence de piégeage au cours de l'impulsion laser, pour une longueur d'amplification croissante, allant jusqu'à la longueur d'un speckle. On la compare à la fréquence de dépiégeage par pertes transverses.

Aux temps courts (avant 2.2 ns), on constate que l'amplification sur la longueur d'un speckle ne permet pas d'avoir une onde plasma d'amplitude suffisante pour surpasser le dépiégeage. A 2.2 ns en revanche, cette amplitude atteint un niveau suffisant en toute fin d'amplification. A 2.7 ns, on peut voir que cette amplitude est suffisante dès le début de l'amplification, puisque la fréquence de dépiégeage est dépassée après seulement 20 μm d'amplification. L'effet sur la fonction de distribution et donc sur l'amortissement Landau doit donc être de plus en plus efficace entre 2.2 et

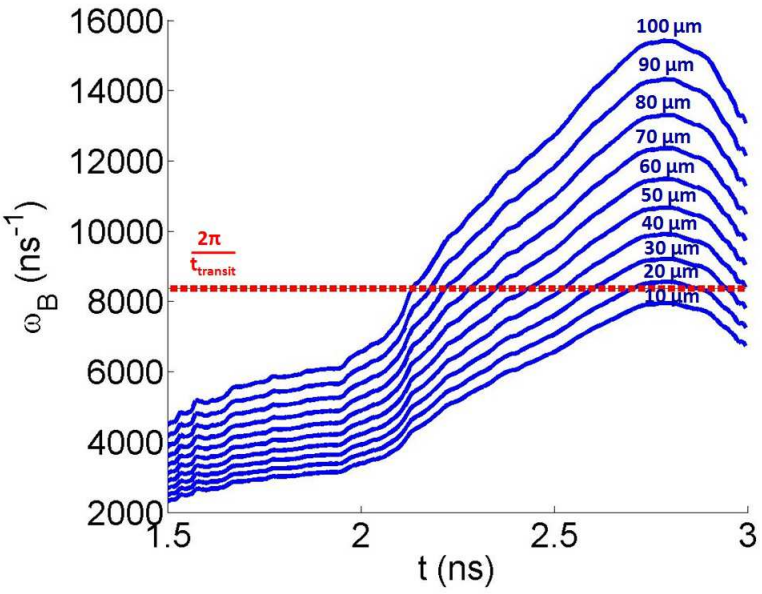


FIGURE 6.17 – Evolution temporelle de la fréquence de piégeage des électrons pour une longueur d'amplification allant de 10 à 100 μm comparée à la fréquence de dépiégeage par pertes transverses.

2.7 ns. C'est exactement ce que l'on observe sur la figure 6.11 où l'on avait représenté l'évolution temporelle du rapport entre l'intensité du signal de la cible composée et l'intensité du signal de la mousse seule. De plus, l'effet maximal est attendu à 2.7 ns ce qui correspond au temps où l'on observe la très forte contribution dans le spectre Raman de la cible composée.

En conséquence, on peut attribuer l'apparition de ce signal à une forte réduction de l'amortissement Landau suite à l'introduction du germe électromagnétique provenant de la rétrodiffusion de la feuille. Comme nous venons de le voir, cette réduction est conditionnée à un seuil en intensité pour le germe électromagnétique. Expérimentalement, ce seuil se traduit par un niveau de réflectivité instantanée de la feuille de $0.3 \pm 0.1\,\%$, ce qui est très faible.

Récemment, une étude numérique [98] a montré qu'une onde diffusée dans une région du plasma pouvait conduire à de l'inflation Raman dans une autre région. Dans cette simulation, un plasma homogène de paramètre $k\lambda_D = 0.3$ est irradié par une impulsion d'intensité $\sim 10^{14}$ W/cm^2. Une onde électromagnétique de faible intensité est propagée dans le sens opposé. L'influence des paramètres de cette onde sur la rétrodiffusion Raman du faisceau principal est étudiée. Il a alors été montré que le niveau de rétrodiffusion mesuré dépendait fortement de l'intensité ainsi que de la longueur d'onde du faisceau injecté (en particulier, l'onde doit être proche de la fréquence de résonance de l'instabilité Raman pour observer un signal rétrodiffusé).

Nous pouvons maintenant expliquer le choix qui a été fait de ne prendre que les contributions dans la bande de 715 nm à 735 nm. Compte tenu du fait que les particules piégées sont responsables de l'effet observé, la largeur de résonance associée à celui-ci est déterminée par la largeur de piégeage (largeur maximale des orbites piégées dans l'espace des phases). Les bornes supérieures et inférieures de ce domaine sont données par :

$$v_{\pm} = v_{EPW} \pm \frac{\Delta V}{2} \approx v_{EPW} \left(1 \pm 2\sqrt{\left| \frac{\delta n}{n} \right|} \right) \tag{6.26}$$

On peut négliger la variation de $\left|\frac{\delta \mathrm{n}}{\mathrm{n}}\right|$ sur un domaine spectral pas trop étendu et prendre sa valeur calculée à partir de ω_{B} autour de t = 2.5 ns (c'est à dire au temps où nous observons l'effet de piégeage). Dans ce cas, la variation de $\mathrm{v_{EPW}} = \mathrm{v_{te}}(\mathrm{k_{EPW}}\lambda_{\mathrm{D}})^{-1}$ avec la densité, et donc la longueur d'onde, nous permet de déterminer les bornes spectrales du domaine de résonance. Ainsi, on trouve $\lambda_{\mathrm{min}} \approx 715$ nm et $\lambda_{\mathrm{max}} \approx 735$ nm. Par ailleurs, cette largeur de bande correspond à notre résolution spectrale.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis à profit les cibles composées afin d'étudier le couplage électromagnétique de plasmas. Ce couplage provient du fait que les ondes rétrodiffusées par l'un des plasmas vont interagir avec le second. Dans ce cadre, les études en rétrodiffusion Raman ont montré des résultats particulièrement intéressants.

Compte tenu du fait que les spectres rétrodiffusés des deux cibles se recouvrent spectralement sur un large domaine, la rétrodiffusion du plasma de feuille couplée au laser incident est toujours résonnante localement avec les ondes plasmas de la mousse. Par ailleurs, la détente rapide de la mousse couplée à sa température électronique élevée conduisent l'interaction à se produire non seulement en régime collisionnel mais également en régime cinétique. De là, le couplage entre les deux plasmas procède de deux processus différents, dont les effets ont pu clairement être mis en évidence. En régime collisionnel, la rétrodiffusion de la feuille sert de germe à l'instabilité dans la mousse et l'on observe une amplification du signal d'un facteur dix environ. En régime cinétique, l'introduction de ce germe, lorsqu'il a une intensité suffisante, provoque l'apparition d'un régime inflationnaire et un pic d'activité Raman est observé.

Cette étude montre ainsi que deux plasmas distincts peuvent voir leurs niveaux de rétrodiffusion accrus en se couplant via des ondes électromagnétiques. De plus, dans le cadre de la FCI

en attaque indirecte, le problème de l'inflation Raman constitue une des pistes à explorer pour interpréter les spectres du NIF, qui ne sont toujours pas entièrement compris, ainsi que les niveaux élevés de rétrodiffusion [16]. Ainsi, de la lumière provenant d'une partie profonde de la cavité (rétrodiffusion, réflexion d'un rayonnement diffusé) et se propageant en direction des trous d'entrée laser est susceptible de provoquer les effets que nous avons observés, pour peu que sa longueur d'onde permette la résonance. Enfin, rappelons que le type de configuration que nous venons d'étudier correspond aux schémas actuellement à l'étude dans le cadre de l'amplification d'impulsions en milieu plasma. En particulier, dans le régime de fort amortissement Landau qui peut être atteint dans ces schémas, l'amplification recherchée est conditionnée à la saturation de l'amortissement Landau par piégeage électronique [86]. Nous avons vu que cette saturation intervient si un seuil en instensité du faisceau germe est dépassé. Dans ce cas, nous avons observé une amplification d'un facteur 15 (supérieure à l'amplification observée en régime d'amortissement collisionnel). Par ailleurs, dans ce régime, le fort amortissement Landau réduit la diffusion Raman "naturelle" de l'amplificateur (qui constitue une perte dans le cas du schéma BRA) à un niveau non détectable.

Chapitre 7

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse était de concevoir, réaliser et exploiter des expérience visant à identifier les points de physique importants dans l'interaction entre un faisceau laser et deux plasmas. Cette situation, que l'on peut qualifier de "multi-plasmas" est relativement importante pour les recherches actuelles en fusion par confinement inertiel. Dans le cas de l'attaque indirecte, la cavité comporte trois plasmas principaux avec lesquels les faisceaux vont interagir. Les récentes difficultés rencontrées par le NIF prouvent que la physique de l'interaction laser-plasma n'est toujours pas maîtrisée, en particulier dans des situations aussi complexes. Dans le cas de l'attaque directe, une situation "bi-plasma" pourrait être rencontrée si les schémas de lissage par plasma étaient mis en œuvre. Dans les deux cas, l'interaction laser-plasma, par rapport à un cas standard ne comprenant qu'un seul plasma, peut se voir modifiée profondément via différents processus. Dans cette étude, nous avons retenu l'interaction hydrodynamique entre les plasmas, le couplage via les ondes électromagnétiques, et l'incohérence induite.

Compte tenu de la complexité des processus mis en jeu, les expériences réalisées ont en premier lieu été conçues de manière à pouvoir, dans la mesure du possible, observer les différents effets isolément. Afin de réaliser cet objectif, les cibles ont été choisies de manière à obtenir un système ajustable (espacement, types de cibles) précis et reproductible. Nous avons opté pour l'utilisation pour partie de cibles de mousse de très faible densité, ces dernières ayant l'avantage de produire des plasmas relativement chauds et homogènes, bien adaptés à ce genre d'étude. Néanmoins, la simulation de l'hydrodynamique de ces cibles s'est avérée relativement difficile. Une première étape de ce travail de thèse a donc été de caractériser expérimentalement l'interaction au sein de ces cibles. Il ressort de cette étude que les plasmas créés possèdent les caractéristiques de densité et de température en accord avec des estimations simples. L'analyse de la rétrodiffusion a montré que les instabilités étaient localisées à l'avant du plasma. Enfin, la mesure des fronts d'ionisation est en accord avec un modèle théorique récemment développé. L'implémentation de ce modèle dans un code de simulation numérique pourrait donc être envisagé, afin de mieux rendre compte de l'hydrodynamique. De telles simulations sont indispensables afin de comprendre les structures fines des spectres.

L'étude de l'interaction en cible composée s'est axée sur trois aspects comme nous l'avons dit plus haut : le couplage hydrodynamique, le couplage électromagnétique et l'incohérence induite. Dans le premier cas, l'objectif était double : observer l'influence du mélange hydrodynamique des plasmas sur les rétrodiffusions et trouver une géométrie qui permet de s'en affranchir pour les autres études. Les résultats ont mis en avant une forte influence sur la rétrodiffusion Brillouin, qui se trouve nettement renforcée quand les deux plasmas collisionnent. Cette augmentation est interprétée comme étant la conséquence de la formation d'un plateau de vitesse au niveau de la zone de contact, confirmant des résultats précédents du groupe. Peu d'influence sur la rétrodiffusion Raman a été observée en raison des faibles taux mesurés pour le type de cible utilisé.

L'influence de l'incohérence induite sur la rétrodiffusion a fait l'objet de nombreuses études. En particulier, il a été montré qu'elle était l'une des raisons de la localisation de l'instabilité Brillouin dans des zones de densité plus basses que ce qu'on pourrait attendre d'après les calculs de gain. Dans cette configuration "monoplasma", il est en revanche difficile d'évaluer si l'instabilité aurait été plus forte en l'absence d'incohérence induite puisque cette dernière se produit toujours. L'utilisation de deux plasmas séparés (un pour le lissage et un pour l'interaction) lève cette contrainte. On peut ainsi comparer l'efficacité réelle de ce processus, par rapport aux méthodes de lissage optique par exemple. Dans le cadre de l'attaque directe, une telle configuration est en effet envisageable, dans le but de réduire l'empreinte laser. Elle pourrait donc potentiellement également réduire les niveaux de rétrodiffusion. La première partie de l'étude a consisté à mettre en évidence la présence de lissage plasma dans les mousses. Ce dernier est effectivement bien présent et de manière inattendue n'a provoqué que peu d'éclatement angulaire du faisceau. La comparaison des cas sans lissage plasma et avec lissage plasma a montré que dans ce dernier cas, le niveau de rétrodiffusion Brillouin passait sous le seuil de détection. Ceci correspond à une réduction d'au moins un facteur cinq, ce qui est comparable aux performances obtenues par lissage optique. Par ailleurs, le niveau d'incohérence induite dans notre faisceau a été comparé a un modèle théorique qui prédit effectivement une réduction importante de la réflectivité Brillouin pour nos conditions.

Enfin, le couplage des plasmas via l'échange d'ondes électromagnétiques a fait l'objet de la dernière étude présentée dans cette thèse. L'étude a porté plus particulièrement sur les spectres Raman qui ont montré des comportements tout à fait intéressants. Dans le domaine de grande longueur d'onde des spectres, le plasma de mousse a servi d'amplificateur à la rétrodiffusion de la feuille, conduisant à une amplification d'un facteur dix. Ce type d'amplification ne pose pas de problème du point de vue de la simulation numérique, du moins pour les calculs de gain linéaire, tant que la source amplifiée est prise en compte. En revanche, dans le domaine des longueurs d'ondes plus courtes, on entre dans le régime cinétique et les phénomènes ne peuvent plus être décrits simplement. Dans le cas de notre expérience, nous avons pu observer dans le cas de la cible composée un fort signal Raman dans la zone de la coupure Landau telle que mesurée pour le plasma de mousse seule. Il a été mis en évidence que l'effet mesuré était temporellement et spectralement corrélé avec la réduction

de l'amortissement Landau par piégeage électronique, cette réduction étant déclanché lorsque le germe injecté dépasse une certaine intensité. Il paraît donc possible d'atteindre le seuil d'inflation Raman de manière localisée, à partir de rayonnement diffusé produit dans une zone plus éloignée (ou même découplée hydrodynamiquement comme dans notre cas), comme proposé numériquement par [98].

L'exploitation complète des informations apportées par l'ensemble de ces résultats nécessite maintenant des simulations numériques. En premier lieu, l'amélioration de la description de l'hydrodynamique des mousses est essentielle. Elle permettra entre autres de faire des calculs de gain au-delà des modèles simples que nous avons été amenés à utiliser dans ce manuscrit, permettant probablement une compréhension plus fine des spectres obtenus dans ces cibles. D'un point de vue expérimental, une caractérisation fine de l'hydrodynamique des mousses serait un bon complément aux simulations numériques. On peut penser notamment à des mesures de densité et de température (diffusion Thomson, interférométrie...). Enfin, ces études pourraient être poursuivies sur des installations plus énergétiques et dans d'autres géométries, permettant de se rapprocher des conditions de la FCI.

En conclusion, ces expériences ont donc permis d'appréhender la complexité de la physique mise en jeu dans ces problèmes d'interaction en plasmas multiples. En dehors des expériences de FCI à grande échelle où ils sont présents *de facto* mais difficiles à diagnostiquer précisément, ces couplages de plasmas avaient jusqu'à présent été peu étudiés. C'est justement dans le cadre de la FCI, particulièrement en attaque indirecte, qu'ils prennent toute leur importance. Mais comme nous l'avons vu, les questions soulevées relèvent également de la physique fondamentale de l'interaction laser-plasma, et trouvent un écho dans d'autres thématiques, telle que les nouveaux schémas d'amplification d'impulsions courtes.

Annexe A

Réponse temporelle des photodiodes rapides

Nous avons vu que la réponse des photodiodes rapides utilisées dans notre expérience dépend de la longueur d'onde du signal incident. Nous allons ici nous intéresser à la réponse dans le domaine temporel, afin de savoir comment relier le signal mesuré avec l'énergie incidente.

Comme nous l'avons vu, lorsqu'il est utilisé avec le jeu d'atténuations approprié, le détecteur présente une réponse linéaire par rapport au signal incident. Pour un tel système, la forme du signal d'entrée e(t) n'est pas nécessairement conservée dans le signal de sortie s(t). Néanmoins, les deux signaux sont reliés par une fonction h qui dépend uniquement du détecteur, nommée réponse impulsionnelle. Elle est définie comme étant la réponse qu'aurait le système dans le cas où le signal d'entrée serait infiniment court, ce qui correspond mathématiquement à une fonction δ de Dirac.

On peut montrer (en décomposant s(t) en une somme infinie sur une base d'impulsions de Dirac) que le signal d'entrée et le signal de sortie sont liés par la relation :

$$s(t) = (e * h)(t)$$

où $*$ représente le produit de convolution. Le détecteur est sensible à l'énergie déposée pendant dt, donc le signal d'entrée correspond à la puissance instantanée P(t). Si l'on appelle I l'intégrale du signal de la diode on a :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)dt$$
$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} (e * h)(t)dt$$

L'application du théorème de Fubini permet de transformer l'intégrale du produit de convolution en produit d'intégrales :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e(t)dt \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)dt$$

La réponse impulsionnelle h(t) ne dépendant que du système de mesure, la deuxième intégrale est une constante :

$$I = \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} e(t)dt = \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)dt$$

Au final, l'intégrale du signal délivré par la photodiode est simplement proportionnelle à l'énergie déposée E_{dep} :

$$I = \alpha E_{dep}$$

Annexe B

Expression de la force pondéromotrice

L'équation du mouvement d'un électron non relativiste soumis à un champ électromagnétique s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\left[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right] \tag{B.1}$$

où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement les composantes électrique et magnétique du champ électromagnétique, $\vec{v}$ est la vitesse de l'électron et m_e et -e sont respectivement sa masse et sa charge.

A l'ordre le plus bas en vitesse, on peut négliger l'influence du champ magnétique sur le mouvement de l'électron et l'équation s'écrit alors :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \tag{B.2}$$

Pour prendre en compte les effets non linéaires associés au terme $\vec{v} \times \vec{B}$, on effectue un développement en puissance du champ $\vec{E}$: $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r_0}, t) + (\vec{\delta r} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}(\vec{r} = \vec{r_0}, t)$ où $\vec{r_0}$ est la position non perturbée de l'électron et $\vec{\delta r}$ le déplacement par rapport à cette position dû au terme non linéaire dans l'équation B.1. De plus, on note $\vec{v_0}$ et $\vec{v_1}$ les vitesses non perturbées et perturbées respectivement. On suppose maintenant que le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r_0}, t) = \vec{E_0} cos(\omega_0 t) \tag{B.3}$$

L'intégration de l'équation B.2 nous donne alors l'expression de la vitesse non perturbée ainsi que du déplacement en fonction du champ électrique :

$$\vec{v_0} = -\frac{e}{m_e \omega_0} \vec{E_0} sin(\omega_0 t) \tag{B.4}$$

$$\vec{\delta r} = \frac{e}{m_e \omega_0^2} \vec{E_0} cos(\omega_0 t) \tag{B.5}$$

Enfin, l'équation de Maxwell-Faraday $\vec{\nabla} \times \vec{\mathrm{E}} = -\dfrac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial t}$ permet d'écrire le champ magnétique en fonction du champ électrique :

$$\vec{B} = -\frac{1}{\omega_0} \vec{\nabla} \times \vec{E_0} sin(\omega_0 t) \tag{B.6}$$

En ne conservant que les termes d'ordre deux, l'équation B.2 s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v_1}}{dt} = -e \left[(\vec{\delta r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E} + \vec{v_0} \times \vec{B} \right] \tag{B.7}$$

A partir des équations B.4, B.5 et B.6, on peut réécrire cette relation en fonction du champ électrique :

$$m_e \frac{d\vec{v_1}}{dt} = -\frac{e^2}{m_e \omega_0^2} \left[(\vec{E_0} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E_0}\, cos^2(\omega_0 t) + \vec{E_0} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E_0})\, sin^2(\omega_0 t) \right] \tag{B.8}$$

Le membre de droite dans l'équation B.8 a la dimension d'une force. On peut voir que cette force dépend d'une part des variations spatiales du champ électrique et d'autre part présente une variation oscillatoire rapide en temps. Pour obtenir l'effet net de cette force, on s'affranchit du mouvement oscillatoire en moyennant cette expression sur une période. Comme $< \sin^2(\omega_0 \mathrm{t}) > = < \cos^2(\omega_0 \mathrm{t}) > = \frac{1}{2}$,

on trouve que la force effective s'écrit :

$$\vec{F_p} = -\frac{e^2}{2m_e\omega_0^2}\left[(\vec{E_0}\cdot\vec{\nabla})\vec{E_0} + \vec{E_0}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E_0})\right] \tag{B.9}$$

En utilisant l'identité vectorielle $\vec{\nabla}\frac{\mathrm{u}^2}{2} = (\vec{\mathrm{u}}\cdot\vec{\nabla})\vec{\mathrm{u}} + \vec{\mathrm{u}}\times(\vec{\nabla}\times\vec{\mathrm{u}})$, on trouve finalement :

$$\vec{F_p} = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\vec{\nabla}E_0^2 \tag{B.10}$$

Cette force est nommée force pondéromotrice. On peut voir qu'elle est proportionnelle au gradient d'intensité laser et opposée à celui-ci. En conséquence, les électrons sont expulsés des zones de forte intensité laser. Le raisonnement précédent appliqué aux ions donne la même expression, en remplaçant la masse électronique par la masse ionique. En conséquence, la force pondéromotrice agit de la même manière sur les ions mais l'intensité de la force est environ 2000 fois plus faible. Généralement, les ions ne sont donc pas directement mus par la force pondéromotrice mais par le champ électrostatique des électrons déplacés.

Annexe C

Excitation d'une onde plasma par la force pondéromotrice

On veut ici connaître la réponse de la densité électronique lorsque le plasma est soumis à la force pondéromotrice associée à un champ laser. Pour cela, partons de l'équation de conservation de la charge locale :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) = 0 \tag{C.1}$$

On suppose alors que les fluctuations de densités recherchées sont petites devant la densité électronique moyenne : $\mathrm{n} = \mathrm{n}_0 + \delta\mathrm{n}$ avec $\delta\mathrm{n} \ll \mathrm{n}_0$. En dérivant l'équation C.1 par rapport au temps et en ne conservant que les termes du premier ordre, il vient :

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0 \tag{C.2}$$

Ecrivons maintenant l'équation du mouvement des électrons, soumis d'une part au champ électrique longitudinal de l'onde plasma $\vec{\mathrm{E}}_{\mathrm{EPW}}$, d'autre part à la force pondéromotrice du champ laser $\vec{\mathrm{F}_{\mathrm{p}}}$:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}_{EPW} + \vec{F}_p \tag{C.3}$$

En linéarisant cette équation, il vient :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e}\vec{E}_{EPW} + \frac{1}{m_e}\vec{F}_p \tag{C.4}$$

On injecte alors l'équation C.4 dans l'équation C.2 pour trouver :

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - \frac{n_0 e}{m_e}\vec{\nabla}\cdot\vec{E}_{EPW} + \frac{1}{m_e}\vec{\nabla}\cdot\vec{F}_p = 0 \tag{C.5}$$

L'équation de Poisson pour le champ électrique de l'onde plasma s'écrit :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}_{EPW} = -e\frac{\delta n}{\epsilon_0} \tag{C.6}$$

Sachant que la fréquence plasma électronique s'écrit $\omega_{\mathrm{pe}}^2 = \dfrac{\mathrm{e}^2\mathrm{n}_0}{\epsilon_0 \mathrm{m}_\mathrm{e}}$, l'équation C.5 se réécrit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2\right)\delta n = -\frac{n_0}{m_e}\vec{\nabla}\cdot\vec{F}_p \tag{C.7}$$

Notons que cette équation a été établie dans l'hypothèse d'un plasma froid. En toute rigueur, il faudrait prendre en compte l'effet de la température électronique en ajoutant un terme de pression dans l'équation du mouvement. Ceci conduit à modifier l'équation C.7 en ajoutant l'opérateur $-3\mathrm{v}_{\mathrm{Te}}\Delta$ dans le membre de gauche.

L'équation à laquelle nous avons abouti est celle d'une onde plasma électronique forcée par un terme pondéromoteur. Dans le cas des instabilités de diffusion Brillouin et Raman, ce terme pondéromoteur provient du battement entre l'onde laser incidente et l'onde diffusée. Par ailleurs, le champ électrique de l'onde diffusée est lui aussi dépendant de l'amplitude de l'onde plasma.

Annexe D

Amplification spatiale d'une onde plasma électronique dans le cadre de la rétrodiffusion Raman en régime linéaire

On part des équations de couplage de l'instabilité Raman, pour l'onde plasma (variables indicées P) et pour l'onde diffusée (variables indicées S) :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + v_P \frac{\partial}{\partial x} + \nu_P\right] E_P = \Gamma_0 \sqrt{\frac{\omega_P}{\omega_S}} E_S^* \tag{D.1}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + v_S \frac{\partial}{\partial x} + \nu_S\right] E_S = \Gamma_0 \sqrt{\frac{\omega_S}{\omega_P}} E_P^* \tag{D.2}$$

avec $\Gamma_0 = \dfrac{e}{4m_e} \dfrac{k_P}{\omega_0} \sqrt{\dfrac{\omega_P}{\omega_S}} E_0$

On se place en régime stationnaire et on néglige l'amortissement de l'onde diffusée :

$$E_P = \frac{\Gamma_0 E_S^*}{\nu_P} \sqrt{\frac{\omega_P}{\omega_S}} \tag{D.3}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + v_S \frac{\partial}{\partial x}\right] E_S = \frac{\Gamma_0^2 E_S}{\nu_P} \tag{D.4}$$

On effectue le changement de variables $x = x'$ et $t = t' + x/v_S$ qui conduit à :

$$\frac{\partial E_S}{\partial x'} = \frac{\Gamma_0^2}{\nu_P v_S} E_S \tag{D.5}$$

On considère que l'onde diffusée se propage de x'=0 à x'=x<0 (l'onde diffusée se propage vers les x <0) et si l'on pose $G \equiv \frac{\Gamma_0^2}{\nu_P v_S}$ on obtient :

$$E_S(x,t) = E_S(0, t - x/v_S) exp\left[\int_0^x G(x')dx'\right] \tag{D.6}$$

Au final, on obtient l'expression pour le champ électrique de l'onde plasma électronique :

$$E_P(x,t) = E_S(0, t - x/v_S) \frac{\Gamma_0}{\nu_P} \sqrt{\frac{\omega_P}{\omega_S}} exp\left[\int_0^x G(x')dx'\right] \tag{D.7}$$

Bibliographie

[1] J. D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70, 1957.

[2] N. G. Basov and O. N. Krokhin. The conditions of plasma heating by the optical generator radiation. *Quantum Electronics*, 1964.

[3] J. H. Nuckolls, L. Wood, Thiessen, and G. Zimmerman. Laser compression of matter to super-high densities : thermonuclear (CRT) applications. *Nature*, 239, 1972.

[4] J. Meyer-Ter-Vehn. On energy gain of fusion targets : the model of kidder and bodner improved. *Nuclear Fusion*, 22, 1982.

[5] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry, and Rodney J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1, 1994.

[6] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56, 1985.

[7] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, et al. Nuclear fusion : Fast heating scalable to laser fusion ignition. *Nature*, 418, 2002.

[8] R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov. Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 2007.

[9] C. Goyon. Etude de l'interaction d'un faisceau intense dans un plasma long et chaud dans le cadre du schéma d'allumage par choc. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 2014.

[10] C. Goyon, S. Depierreux, D. T. Michel, G. Loisel, V. Yahia, P.-E. Masson-Laborde, P. Loiseau, S. Hüller, N. G. Borisenko, A. Orekhov, et al. Laser-plasma interaction physics for shock ignition. *EPJ Web of Conferences*, 59, 2013.

[11] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, and A. Michard. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection. *Phys. Rev. Lett.*, 48, 1982.

[12] B. J. MacGowan, B. B. Afeyan, C. A. Back, R. L. Berger, G. Bonnaud, M. Casanova, B. I. Cohen, D. E. Desenne, D. F. DuBois, A. G. Dulieu, K. G. Estabrook, J. C. Fernandez, S. H. Glenzer, D. E. Hinkel, T. B. Kaiser, D. H. Kalantar, R. L. Kauffman, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, D. S. Montgomery, J. D. Moody, D. H. Munro, L. V. Powers, H. A. Rose, C. Rousseaux, R. E. Turner, B. H. Wilde, S. C. Wilks, and E. A. Williams. Laser–plasma interactions in ignitionscale hohlraum plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 3, 1996.

[13] Juan C. Fernández, Bruno S. Bauer, James A. Cobble, D. F. DuBois, George A. Kyrala, D. S. Montgomery, Harvey A. Rose, H. X. Vu, Robert G. Watt, Bernhard H. Wilde, Mark D. Wilke, William M. Wood, Bruce H. Failor, R. Kirkwood, and B. J. MacGowan. Measurements of laser-plasma instability relevant to ignition hohlraums. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 4, 1997.

[14] Juan C. Fernández, J. A. Cobble, D. S. Montgomery, M. D. Wilke, and B. B. Afeyan. Observed insensitivity of stimulated Raman scattering on electron density. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 7, 2000.

[15] S. Depierreux, D. T. Michel, V. Tassin, P. Loiseau, C. Stenz, and C. Labaune. Effect of the laser wavelength on the saturated level of stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 103, 2009.

[16] D. E. Hinkel, M. D. Rosen, E. A. Williams, A. B. Langdon, C. H. Still, D. A. Callahan, J. D. Moody, P. A. Michel, R. P. J. Town, R. A. London, and S. H. Langer. Stimulated raman scatter analyses of experiments conducted at the national ignition facility. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18, 2011.

[17] S. H. Glenzer, B. K. Spears, M. J. Edwards, E. T. Alger, R. L. Berger, D. L. Bleuel, D. K. Bradley, J. A. Caggiano, D. A. Callahan, C. Castro, D. T. Casey, C. Choate, D. S. Clark, C. J. Cerjan, G. W. Collins, E. L. Dewald, J.-M. G. Di Nicola, P. Di Nicola, L. Divol, S. N. Dixit, T. Döppner, R. Dylla-Spears, E. G. Dzenitis, J. E. Fair, L. J. A. Frenje, M. G. Johnson, E. Giraldez, V. Glebov, S. M. Glenn, S. W. Haan, B. A. Hammel, S. P. Hatchett II, C. A. Haynam, R. F. Heeter, G. M. Heestand, H. W. Herrmann, D. G. Hicks, D. M. Holunga, J. B. Horner, H. Huang, N. Izumi, O. S. Jones, D. H. Kalantar, J. D. Kilkenny, R. K. Kirkwood, J. L. Kline, J. P. Knauer, B. Kozioziemski, A. L. Kritcher, J. J. Kroll, G. A. Kyrala, K. N. LaFortune, O. L. Landen, D. W. Larson, R. J. Leeper, S. Le Pape, J. D. Lindl, T. Ma, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, E. Mapoles, P. W. McKenty, N. B. Meezan, P. Michel, J. L. Milovich, J. D. Moody, A. S. Moore, A. Moran, K. A. Moreno, D. H. Munro, B. R. Nathan, A. Nikroo, R. E. Olson, C. D. Orth, A. Pak, P. K. Patel, T. Parham, R. Petrasso, J. E. Ralph, H. Rinderknecht, S. P. Regan, H. F. Robey, J. S. Ross, J. D. Salmonson, C. Sangster, J. Sater, M. B. Schneider, F. H. Séguin, M. J. Shaw, M. J. Shoup, P. T. Springer, W. Stoeffl, L. J. Suter, C. A. Thomas, R. P. J. Town, C. Walters, S. V. Weber, P. J. Wegner, C. Widmayer,

P. K. Whitman, K. Widmann, D. C. Wilson, B. M. Van Wonterghem, B. J. MacGowan, L. J. Atherton, and E. I. Moses. First implosion experiments with cryogenic thermonuclear fuel on the national ignition facility. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54, 2012.

[18] P. Michel, S. H. Glenzer, L. Divol, D. K. Bradley, D. Callahan, S. Dixit, S. Glenn, D. Hinkel, R. K. Kirkwood, J. L. Kline, W. L. Kruer, G. A. Kyrala, S. Le Pape, N. B. Meezan, R. Town, K. Widmann, E. A. Williams, B. J. MacGowan, J. Lindl, and L. J. Suter. Symmetry tuning via controlled crossed-beam energy transfer on the national ignition facility. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 17, 2010.

[19] R. K. Kirkwood, P. Michel, R. London, J. D. Moody, E. Dewald, L. Yin, J. Kline, D. Hinkel, D. Callahan, N. Meezan, E. Williams, L. Divol, B. L. Albright, K. J. Bowers, E. Bond, H. Rose, Y. Ping, T. L. Wang, C. Joshi, W. Seka, N. J. Fisch, D. Turnbull, S. Suckewer, J. S. Wurtele, S. Glenzer, L. Suter, C. Haynam, O. Landen, and B. J. Macgowan. Multi-beam effects on backscatter and its saturation in experiments with conditions relevant to ignitiona). *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18, 2011.

[20] R. A. London and M. D. Rosen. Hydrodynamics of exploding foil x-ray lasers. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 29, 1986.

[21] R. Fabbro, C. Max, and E. Fabre. Planar laser driven ablation : Effect of inhibited electron thermal conduction. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 28, 1985.

[22] Patrick Mora and R. Pellat. Self similar expansion of a plasma into a vacuum. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 22, 1979.

[23] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 25, 1982.

[24] A. R. Bell. Electron energy transport in ion waves and its relevance to laser-produced plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 26, 1983.

[25] N. G. Borisenko and Yu. A. Merkuliev. Laser targets and experiments for the sake of science and energy in the 22nd century. *Pramana*, 75, 2010.

[26] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 1984.

[27] L. Divol. Une modélisation analytique de la réflectivité d'un faisceau laser lissé temporellement : instabilités paramétriques de rétrodiffusion et modèles de points chauds indépendants. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 1999.

[28] T. Jalinaud. Effet du lissage optique du faisceau laser par utilisation de lame de phase aléatoire sur le développement des instabilités paramétriques. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 1993.

[29] R. Dautray, L. Bergé, G. Bonnaud, M. Casanova, C. Labaune, G. Laval, D. Pesme, and J. P. Watteau. *La Fusion Thermonucléaire Inertielle Par Laser. Partie 1 : Interaction Laser-Matière, Volume 1.* Eyrolles, 1994.

[30] M. Dunne, M. Borghesi, A. Iwase, M. W. Jones, R. Taylor, O. Willi, R. Gibson, S. R. Goldman, J. Mack, and R. G. Watt. Evaluation of a foam buffer target design for spatially uniform ablation of laser-irradiated plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 75, 1995.

[31] C. Constantin, C. A. Back, K. B. Fournier, G. Gregori, O. L. Landen, S. H. Glenzer, E. L. Dewald, and M. C. Miller. Supersonic propagation of ionization waves in an underdense, laser-produced plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 12, 2005.

[32] S. Yu. Gus'kov, J. Limpouch, Ph. Nicolaï, and V. T. Tikhonchuk. Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18, 2011.

[33] S. Y. Gus'kov. Nonequilibrium laser-produced plasma of volume-structured media and inertial-confined-fusion applications. *Journal of Russian Laser Research*, 31, 2010.

[34] E. Buresi, J. Coutant, R. Dautray, M. Decroisette, B. Duborgel, P. Guillaneux, J. Launspach, P. Nelson, C. Patou, J. M. Reisse, and J. P. Watteau. Laser program development at cel-v : overview of recent experimental results. *Laser and Particle Beams*, 4, 1986.

[35] D. T. Michel. Etude expérimentale du développement et de la saturation des instabilités paramétriques dans des conditions représentatives d'un plasma de fusion par confinement inertiel. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 2010.

[36] C. J. Walsh, D. M. Villeneuve, and H. A. Baldis. Electron plasma-wave production by stimulated Raman scattering : Competition with stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 1984.

[37] D. M. Villeneuve, H. A. Baldis, and J. E. Bernard. Suppression of stimulated Raman scattering by the seeding of stimulated brillouin scattering in a laser-produced plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1987.

[38] H. A. Baldis, P. E. Young, R. P. Drake, W. L. Kruer, Kent Estabrook, E. A. Williams, and T. W. Johnston. Competition between the stimulated Raman and Brillouin scattering instabilities in 0.35 microns irradiated CH foil targets. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 1989.

[39] D. S. Montgomery, B. B. Afeyan, J. A. Cobble, J. C. Fernández, M. D. Wilke, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, B. J. MacGowan, J. D. Moody, E. L. Lindman, D. H. Munro, B. H. Wilde, H. A. Rose, D. F. Dubois, B. Bezzerides, and H. X. Vu. Evidence of plasma fluctuations and their effect on the growth of stimulated Brillouin and stimulated Raman scattering in laser plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5, 1998.

[40] C. Labaune, H. A. Baldis, B. S. Bauer, E. Schifano, and B. I. Cohen. Spatial and temporal coexistence of stimulated scattering processes under crossed-laser-beam irradiation. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1999.

[41] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Self-similar motion of rarefied plasma. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 49, 1965.

[42] J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen. The expansion of a plasma into a vacuum. *Journal of Plasma Physics*, 15, 1975.

[43] S. Wilks, P. E. Young, J. Hammer, M. Tabak, and W. L. Kruer. Spreading of intense laser beams due to filamentation. *Phys. Rev. Lett.*, 73, 1994.

[44] J. D. Moody, B. J. MacGowan, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. J. Schmitt, E. A. Williams, and G. F. Stone. First measurement of short length-scale density fluctuations in a large laser plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 1999.

[45] J. Fuchs, C. Labaune, S. Depierreux, H. A. Baldis, A. Michard, and G. James. Experimental evidence of plasma-induced incoherence of an intense laser beam propagating in an underdense plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 2001.

[46] J. Fuchs, C. Labaune, H. Bandulet, P. Michel, S. Depierreux, and H. A. Baldis. Reduction of the coherence time of an intense laser pulse propagating through a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 88, 2002.

[47] K. Lewis. Etude expérimentale et numérique de la distribution d'intensité laser dans un plasma et de son influence sur la diffusion Brillouin stimulée. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 2008.

[48] A. N. Mostovych, S. P. Obenschain, J. H. Gardner, J. Grun, K. J. Kearney, C. K. Manka, E. A. McLean, and C. J Pawley. Brillouin scattering measurements from plasmas irradiated with spatially and temporally incoherent laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1987.

[49] P. E. Young, W. L Estabrook, K. G. and. Kruer, E. A. Williams, P. J. Wegner, R. P. Drake, H. A. Baldis, and T. W. Johnston. Backscattered light near the incident laser wavelength from 0.35 microns irradiated long scale length plasmas. *Phys. Fluids B*, 2, 1990.

[50] C. Labaune, H. A. Baldis, E. Schifano, B. S. Bauer, A. Michard, N. Renard, W. Seka, J. D. Moody, and K. G. Estabrook. Location of ion-acoustic waves from back and side stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 76, 1996.

[51] M. N. Rosenbluth. Parametric instabilities in inhomogeneous media. *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1972.

[52] S. Depierreux. Etude de la saturation de la diffusion Raman stimulée par la décomposition des ondes plasma électroniques. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 2000.

[53] J. S. Ross, S. H. Glenzer, P. Amendt, R. Berger, L. Divol, N. L. Kugland, O. L. Landen, C. Plechaty, B. Remington, D. Ryutov, W. Rozmus, D. H. Froula, G. Fiksel, C. Sorce, Y. Kuramitsu, T. Morita, Y. Sakawa, H. Takabe, R. P. Drake, M. Grosskopf, C. Kuranz, G. Gregori, J. Meinecke, C. D. Murphy, M. Koenig, A. Pelka, A. Ravasio, T. Vinci, E. Liang, R. Presura, A. Spitkovsky, F. Miniati, and H.-S. Park. Characterizing counter-streaming interpenetrating plasmas relevant to astrophysical collisionless shocks. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19, 2012.

[54] D. W. Yuan, L. N Su, G. Q. Liao, C. L. Yin, B. J. Zhu, and J. Zhang. Filaments in high-speed counter-streaming plasma interactions driven by high-power laser pulses. *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, 56, 2013.

[55] C. Labaune, S. Depierreux, V. T. Tikhonchuk, D. T. Michel, C. Stenz, N. G. Borisenko, P. H. Nicolaï, S. Hüller, D. Pesme, P. Loiseau, P.-E. Masson-Laborde, M. Casanova, M. Grech, G. Riazuelo, C. Riconda, S. Weber, S. Darbon, R. Wrobel, E. Alozy, A. Casner, C. Meyer, P. Romary, G. Thiell, W. Nazarov, and J. Limpouch. Laser-plasma interaction physics in multi kilojoule experiments. *Journal of Physics : Conference Series*, 244, 2010.

[56] J. H. Gardner and S. E. Bodner. Wavelength scaling for reactor-size laser-fusion targets. *Phys. Rev. Lett.*, 47, 1981.

[57] J. D. Lindl. *Inertial Confinement Fusion*. American Institute Of Physics, 1998.

[58] S. E. Bodner, D. G. Colombant, J. H. Gardner, R. H. Lehmberg, S. P. Obenschain, L. Phillips, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, R. L. McCrory, W. Seka, C. P. Verdon, J. P. Knauer, B. B. Afeyan, and H. T. Powell. Direct-drive laser fusion : Status and prospects. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5, 1998.

[59] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures. Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light. *Journal of Applied Physics*, 66, 1989.

[60] O. Willi, T. Afshar-rad, S. Coe, and A. Giulietti. Study of instabilities in long scale-length plasmas with and without laser-beam-smoothing techniques. *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, 2, 1990.

[61] J. D. Moody, H. A. Baldis, D. S. Montgomery, R. L. Berger, K. Estabrook, W. L. Kruer, B. F. Lasinski, E. A. Williams, S. Dixit, and C. Labaune. Beam smoothing effects on the stimulated brillouin scattering (sbs) instability in nova exploding foil plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 2, 1995.

[62] S. P. Obenschain, C. J. Pawley, A. N. Mostovych, J. A. Stamper, J. H. Gardner, A. J. Schmitt, and S. E. Bodner. Reduction of Raman scattering in a plasma to convective levels using induced spatial incoherence. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 1989.

[63] T. Afshar-rad, L. A. Gizzi, M. Desselberger, and O. Willi. Effect of filamentation of brillouin scattering in large underdense plasmas irradiated by incoherent laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 75, 1995.

[64] D. S. Montgomery, J. D. Moody, H. A. Baldis, B. B. Afeyan, R. L. Berger, K. G. Estabrook, B. F. Lasinski, E. A. Williams, and C. Labaune. Effects of laser beam smoothing on stimulated Raman scattering in exploding foil plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 3, 1996.

[65] J. D. Moody, B. J. MacGowan, J. E. Rothenberg, R. L. Berger, L. Divol, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, E. A. Williams, and P. E. Young. Backscatter reduction using combined spatial, temporal, and polarization beam smoothing in a long-scale-length laser plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 2001.

[66] E. Lefebvre, R. L. Berger, A. B. Langdon, B. J. MacGowan, J. E. Rothenberg, and E. A. Williams. Reduction of laser self-focusing in plasma by polarization smoothing. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5, 1998.

[67] R. L. Berger, B. I. Cohen, C. D. Decker, S. Dixit, S. H. Glenzer, D. E. Hinkel, R. K. Kirkwood, A. B. Langdon, E. Lefebvre, B. J. MacGowan, and et al. Laser beam smoothing and backscatter saturation processes in plasmas relevant to national ignition facility hohlraums. *17th International Atomic Energy Agency Fusion Energy Conference, Yokohama, Japan, October 19-24, 1998*, 1998.

[68] C. Labaune, S. Depierreux, V. T. Tikhonchuk, D. T. Michel, C. Stenz, N. G. Borisenko, P.E. Masson-Laborde, P. Nicolaï, P. Loiseau, M. Casanova, S. Hüller, and D. Pesme. Laser-plasma interaction physics in the context of icf with the lil facility. *Annual Report Contributions of the High Energy Density Physics Community, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH*, 2011.

[69] M. H. Emery, J. H. Gardner, R. H. Lehmberg, and S. P. Obenschain. Hydrodynamic target response to an induced spatial incoherence-smoothed laser beam. *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, 3, 1991.

[70] A. J. Schmitt and B. B. Afeyan. Time-dependent filamentation and stimulated Brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 5, 1998.

[71] P. Michel, C. Labaune, H. C. Bandulet, K. Lewis, S. Depierreux, S. Hulin, G. Bonnaud, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo, H. A. Baldis, and A. Michard. Strong reduction of the degree of spatial coherence of a laser beam propagating through a preformed plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 2004.

[72] M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo, and S. Weber. Plasma induced laser beam smoothing below the filamentation threshold. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 13, 2006.

[73] M. Grech, G. Riazuelo, D. Pesme, S. Weber, and V. T. Tikhonchuk. Coherent forward stimulated-brillouin scattering of a spatially incoherent laser beam in a plasma and its effect on beam spray. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 2009.

[74] A. V. Maximov, I. G. Ourdev, D. Pesme, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and C. E. Capjack. Plasma induced smoothing of a spatially incoherent laser beam and reduction of backward stimulated brillouin scattering. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 8, 2001.

[75] Hervé Jourdren. HERA : a hydrodynamic AMR platform for multi-physics simulations. In *Adaptive Mesh Refinement-Theory and Applications*, pages 283–294. Springer, 2005.

[76] Ph. Mounaix, L. Divol, S. Hüller, and V. T. Tikhonchuk. Effects of spatial and temporal smoothing on stimulated Brillouin scattering in the independent-hot-spot model limit. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 2000.

[77] H-.C. Bandulet. Etude par diffusion thomson d'ondes accoustiques ioniques de grandes longueurs d'onde et leurs effets sur la diffusion Brillouin stimulée. *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, 2004.

[78] N. B. Meezan, L. J. Atherton, D. A. Callahan, E. L. Dewald, S. Dixit, E. G. Dzenitis, M. J. Edwards, C. A. Haynam, D. E. Hinkel, O. S. Jones, O. Landen, R. A. London, P. A. Michel, J. D. Moody, J. L. Milovich, M. B. Schneider, C. A. Thomas, R. P. J. Town, A. L. Warrick, S. V. Weber, K. Widmann, S. H. Glenzer, L. J. Suter, B. J. MacGowan, J. L. Kline, G. A. Kyrala, and A. Nikroo. National ignition campaign hohlraum energeticsa). *Physics of Plasmas (1994-present)*, 17, 2010.

[79] H. A. Baldis, C. Labaune, E. Schifano, N. Renard, and A. Michard. Resonant seeding of stimulated Brillouin scattering by crossing laser beams. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 1996.

[80] K. B. Wharton, R. K. Kirkwood, S. H. Glenzer, K. G. Estabrook, B. B. Afeyan, B. I. Cohen, J. D. Moody, and C. Joshi. Observation of energy transfer between identical-frequency laser beams in a flowing plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1998.

[81] W. Seka, H. A. Baldis, J. Fuchs, S. P. Regan, D. D. Meyerhofer, C. Stoeckl, B. Yaakobi, R. S. Craxton, and R. W. Short. Multibeam stimulated Brillouin scattering from hot, solid-target plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 2002.

[82] R. K. Kirkwood, E. A. Williams, B. I. Cohen, L. Divol, M. R. Dorr, J. A. Hittinger, A. B. Langdon, C. Niemann, J. Moody, L. J. Suter, and O. L. Landen. Saturation of power transfer between two copropagating laser beams by ion-wave scattering in a single-species plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 12, 2005.

[83] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch. Fast compression of laser beams to highly overcritical powers. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1999.

[84] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch. Detuned Raman amplification of short laser pulses in plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 84, 2000.

[85] Y. Ping, R. K. Kirkwood, T.-L. Wang, D. S. Clark, S. C. Wilks, N. Meezan, R. L. Berger, J. Wurtele, N. J. Fisch, V. M. Malkin, E. J. Valeo, S. F. Martins, and C. Joshi. Development of a nanosecond-laser-pumped Raman amplifier for short laser pulses in plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 16, 2009.

[86] N. A. Yampolsky and N. J. Fisch. Effect of nonlinear Landau damping in plasma-based backward Raman amplifier. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 16, 2009.

[87] A. A. Balakin, G. M. Fraiman, N. J. Fisch, and S. Suckewer. Backward Raman amplification in a partially ionized gas. *Phys. Rev. E*, 72, 2005.

[88] W. Cheng, Y. Avitzour, Y. Ping, S. Suckewer, N. J. Fisch, M. S. Hur, and J. S. Wurtele. Reaching the nonlinear regime of Raman amplification of ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 2005.

[89] R. K. Kirkwood, E. Dewald, C. Niemann, N. Meezan, S. C. Wilks, D. W. Price, O. L. Landen, J. Wurtele, A. E. Charman, R. Lindberg, N. J. Fisch, V. M. Malkin, and E. O. Valeo. Amplification of an ultrashort pulse laser by stimulated Raman scattering of a 1ns pulse in a low density plasma. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 14, 2007.

[90] Juan C. Fernández, B. S. Bauer, K. S. Bradley, J. A. Cobble, D. S. Montgomery, R. G. Watt, B. Bezzerides, K. G. Estabrook, R. Focia, S. R. Goldman, D. B. Harris, E. L. Lindman, H. A. Rose, J. Wallace, and B. H. Wilde. Increased saturated levels of stimulated Brillouin scattering of a laser by seeding a plasma with an external light source. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1998.

[91] D. S. Montgomery, J. A. Cobble, J. C. Fernández, R. J. Focia, R. P. Johnson, N. Renard-LeGalloudec, H. A. Rose, and D. A. Russell. Recent Trident single hot spot experiments : Evidence for kinetic effects, and observation of Langmuir decay instability cascade. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 9, 2002.

[92] H. X. Vu, D. F. DuBois, and B. Bezzerides. Transient enhancement and detuning of laser-driven parametric instabilities by particle trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 2001.

[93] Harvey A. Rose and David A. Russell. A self-consistent trapping model of driven electron plasma waves and limits on stimulated raman scatter. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 8, 2001.

[94] G. J. Morales and T. M. O'Neil. Nonlinear frequency shift of an electron plasma wave. *Phys. Rev. Lett.*, 28, 1972.

[95] H. X. Vu, D. F. DuBois, and B. Bezzerides. Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 9, 2002.

[96] D. Bénisti, D. J. Strozzi, L. Gremillet, and O. Morice. Nonlinear Landau damping rate of a driven plasma wave. *Phys. Rev. Lett.*, 103, 2009.

[97] D. J. Strozzi, E. A. Williams, H. A. Rose, D. E. Hinkel, A. B. Langdon, and J. W. Banks. Threshold for electron trapping nonlinearity in Langmuir waves. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19, 2012.

[98] I. N. Ellis, D. J. Strozzi, B. J. Winjum, F. S. Tsung, T. Grismayer, W. B. Mori, J. E. Fahlen, and E. A. Williams. Convective Raman amplification of light pulses causing kinetic inflation in inertial fusion plasmas. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19, 2012.