



**HAL**  
open science

# Etude de l'interaction d'un faisceau laser intense avec un plasma long et chaud dans le contexte du schéma d'allumage par choc

Clément Goyon

► **To cite this version:**

Clément Goyon. Etude de l'interaction d'un faisceau laser intense avec un plasma long et chaud dans le contexte du schéma d'allumage par choc. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2014. Français. NNT: . pastel-01061546

**HAL Id: pastel-01061546**

**<https://pastel.hal.science/pastel-01061546>**

Submitted on 8 Sep 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'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

par

Clément GOYON

---

# ÉTUDE DE L'INTERACTION D'UN FAISCEAU LASER INTENSE AVEC UN PLASMA LONG ET CHAUD DANS LE CONTEXTE DU SCHEMA D'ALLUMAGE PAR CHOC

---

Présentée et soutenue publiquement le 29 avril 2014  
devant le jury composé de :

M. MORA Patrick  
M. CASANOVA Michel  
M. DORCHIES Fabien  
M. TIKHONCHUK Vladimir  
Mme. LABAUNE Christine  
Mme. DEPIERREUX Sylvie

*Président du jury*  
*Rapporteur*  
*Rapporteur*  
*Examineur*  
*Directrice de thèse*  
*Encadrante CEA*



« Engagez-vous qu'ils disaient ! »  
*Le Tour de Gaule d'Astérix (1965)*



# Remerciements

Je commence par adresser mes plus sincères remerciements à ma directrice de thèse Christine Labaune qui m'a accordé sa confiance tout au long de ces trois années et un peu plus. Son immense expérience a fait qu'elle a toujours su s'effacer pour me laisser conduire les campagnes tout en étant présente à chaque moment de doute. J'ai ainsi pu m'épanouir en tant qu'expérimentateur et pour cela je lui en suis reconnaissant. J'ai également beaucoup apprécié sa franchise et son dynamisme qui m'ont fait découvrir la mécanique de fonctionnement d'un laboratoire de recherche. Je remercie également Sylvie Depierreux pour sa patience et sa gentillesse qui ont contribué à ma formation tout au long de la thèse.

Ce travail de thèse n'aurait pu s'effectuer sans les tutelles du CEA/DIF d'une part et du LULI d'autre part. C'est pourquoi je tiens à remercier les directeurs de mes deux laboratoires d'accueil, messieurs François Amiranoff et Patrick Renaudin. Ils m'ont fait une place au sein de ces deux laboratoires où les équipes m'ont réservé un accueil chaleureux. Je tiens également à remercier monsieur Patrick Audebert qui a, par sa bienveillance, contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je suis reconnaissant envers tous les membres du jury, en particulier messieurs Fabien Dorchies et Michel Casanova qui ont accepté de s'acquitter de la tâche de rapporteur. Je remercie également monsieur Tikhonchuk pour avoir été le professeur qui m'a intéressé à la physique des plasmas créés par laser et pour son incomparable expérience qui font de lui un théoricien parfaitement conscient des aspects parfois très prosaïques des expérimentations laser-plasma.

Je ne peux m'étendre aussi longuement que je le souhaiterais pour remercier toutes les personnes qui ont contribué à cette thèse, néanmoins je tiens à mentionner plusieurs contributeurs. Je remercie Paul-Edouard Masson-Laborde et Pascal Loiseau pour leur amitié et leur implication dans ces travaux, Stéphane Hüller pour son accessibilité et sa gentillesse, Stéphane Weber pour les simulations FCI2 et Jean-Eric pour avoir apporté son savoir-faire et sa bonne humeur au groupe. Je remercie également tous mes collaborateurs : Natalia, Andreï, Olga, Jan, Fabrizio et Riccardo et les équipes d'exploitation du LULI qui ne sont pas assez reconnues pour le travail essentiel qu'elles accomplissent. Donc merci à Mathieu, Yohan, Olivier, Domingos, Fabien, Emilie, Bruno, Philippe, Sandra, Bruno, Fouad, Guillaume... pour leur sympathie et leur sang froid, conservés jusque dans les moments les plus exaltés des campagnes expérimentales.

Je suis également reconnaissant envers mes prédécesseurs : Mitch, Bruno, Guillaume,

Sébastien et Frédéric pour tous les bons moments, les débats de fond sur la méthode d'autocollimation d'une lentille, la sémantique, le "practicisme de la louchette" et bien d'autres... Fort d'une part de leur incomparable savoir j'ai tenté de le transmettre aux plus jeunes. A vous Kelly, Yuri, Starsky, Claire, Clément je vous souhaite bon courage et je vous suis gré d'avoir assuré pleinement votre rôle en poussant les plus anciens vers la sortie pour former un nouvel anneau de croissance dans l'arbre des thésards. Bien évidemment, je remercie ceux qui m'accompagnent sur cet anneau : Pierre-Marie, Rémy, Anne-Claire et Vincent mon condisciple de thèse. Il m'est impossible de ne pas remercier mes camarades de promotion de licence de physique fondamentale Alexandre et Marie-Anne pour leur amitié ainsi que mes parents et mon frère pour leur soutien tout au long de mon parcours.

Enfin, je remercie Flyers pour tout ce qu'elle est et parce que gna gna gna !

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
La Fusion par confinement inertiel Laser . . . . .	3
Les nouveaux schémas d'allumage . . . . .	6
L'interaction Laser-plasma . . . . .	9
Objectifs de cette thèse . . . . .	10
<b>1 Interaction dans le cadre de l'allumage par choc</b>	<b>13</b>
1.1 Profils d'une cible d'allumage par choc sur le LMJ . . . . .	14
1.2 Approche théorique du couplage du pic d'intensité laser dans le plasma de couronne . . . . .	16
1.2.1 Absorption laser dans un plasma . . . . .	17
1.2.2 Autofocalisation et filamentation . . . . .	22
1.2.3 Instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée . . . . .	26
1.2.4 Instabilité de diffusion Raman stimulée vers l'avant . . . . .	32
1.2.5 Instabilité générant des électrons chauds au voisinage de la densité électronique quart-critique . . . . .	34
1.2.6 Instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée . . . . .	36
1.2.7 Compétition entre les différentes instabilités . . . . .	42
1.2.8 Résumé de l'étude théorique des instabilités dans le profil d'allumage par choc . . . . .	43
<b>2 Description des expériences LULI2000</b>	<b>45</b>
2.1 L'installation LULI 2000 . . . . .	46
2.2 Expériences nano/pico en salle 1 . . . . .	48
2.2.1 Les faisceaux . . . . .	48
2.2.2 Diagnostics . . . . .	50
2.3 Les caractéristiques des cibles et les plasmas obtenus . . . . .	57
2.3.1 Les feuilles minces . . . . .	57
2.3.2 Les mousses sous-denses . . . . .	62
2.3.3 Les plasmas inhomogènes . . . . .	68
2.4 Résumé des conditions expérimentales . . . . .	70

<b>3</b>	<b>Etude expérimentale de l'interaction d'un faisceau court dans un plasma long et chaud</b>	<b>71</b>
3.1	Effet de la densité électronique d'un plasma quasi-homogène sur l'interaction d'un faisceau basse intensité ( $2.10^{15}$ W/cm <sup>2</sup> ) . . . . .	73
3.1.1	Etude à basse densité . . . . .	74
3.1.2	Etude à haute densité . . . . .	77
3.1.3	Conclusion de l'étude à basse intensité . . . . .	79
3.2	Effet de la densité électronique maximale du plasma sur l'interaction d'un faisceau haute intensité ( $2.10^{16}$ W/cm <sup>2</sup> ) . . . . .	80
3.2.1	Etude à basse densité . . . . .	80
3.2.2	Etude à haute densité . . . . .	83
3.2.3	Conclusion de l'étude à haute intensité . . . . .	86
3.3	Plasmas inhomogènes . . . . .	86
3.3.1	Les cibles multiples . . . . .	86
3.3.2	Conclusion de l'étude en plasma inhomogène . . . . .	88
3.4	Analyse des résultats dans le cadre de l'allumage par choc. . . . .	88
3.4.1	Caractérisation de l'éclatement et du lissage de la distribution spatiale d'intensité . . . . .	89
3.4.2	Influence de l'instabilité de diffusion Brillouin sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud . . . . .	95
3.4.3	Influence de l'instabilité de diffusion Raman sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud . . . . .	100
3.5	Bilan énergétique du couplage dans les plasmas quasi-homogènes et comparaison avec le profil du plasma de couronne . . . . .	106
3.5.1	Partie basse densité du profil . . . . .	106
3.5.2	Partie haute densité du profil . . . . .	109
3.5.3	Résumé de l'étude de l'interaction d'un faisceau intense d'une durée d'impulsion 5 ps . . . . .	110
3.5.4	Discussion des résultats obtenus en 5 ps dans le cadre de l'allumage par choc. . . . .	111
<b>4</b>	<b>Effet de la température électronique du plasma et de la durée d'impulsion sur l'interaction d'un faisceau intense</b>	<b>113</b>
4.1	Evolution des spectres rétrodiffusés en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction pour une durée d'impulsion de 12 ps . . . . .	114
4.1.1	Résultats expérimentaux dans un plasma de densité électronique de $0,11n_c$ . . . . .	115
4.1.2	Evolution des instabilités en régimes de couplage fort et cinétique en fonction de l'intensité . . . . .	117
4.1.3	Effet de la température du plasma sur la croissance des instabilités . . . . .	123
4.2	Evolution temporelle des instabilités de diffusion en régime d'impulsion courte	125

4.2.1	Mesure expérimentale du temps de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin en régime de couplage fort . . . . .	125
4.2.2	Comportement de la diffusion Raman en régime cinétique . . . . .	128
4.3	Evolution des instabilités de diffusion en régime nanoseconde . . . . .	132
4.3.1	Description de l'expérience nano/nano en salle 2 . . . . .	132
4.3.2	Réflexivité Brillouin instantanée en régime d'interaction nanoseconde .	135
4.4	Conclusion . . . . .	140
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>147</b>



# Introduction

## Sommaire

---

La Fusion par confinement inertiel Laser . . . . .	<b>3</b>
Les nouveaux schémas d'allumage . . . . .	<b>6</b>
L'interaction Laser-plasma . . . . .	<b>9</b>
Objectifs de cette thèse . . . . .	<b>10</b>

---

La croissance perpétuelle de la population mondiale ainsi que l'émergence de nouveaux acteurs industriels majeurs aboutissent à une demande énergétique toujours plus forte. Les énergies fossiles étant à moyen terme amenées à s'épuiser, la nécessité de développer des sources d'énergie inépuisables se fait de plus en plus pressante. Les problèmes de pollution ainsi que l'asservissement des modes de vies actuels à l'électricité accentuent cette nécessité. Le développement de nouvelles sources d'énergie s'impose alors comme un enjeu sociétal.

Depuis maintenant plusieurs décennies, certains pays et en particulier la France exploitent l'énergie nucléaire avec les avantages (centrale capable de fournir de très grande quantité d'énergie) et les inconvénients (déchets radioactifs) que l'on connaît. Les centrales actuelles reposent sur l'énergie libérée lors de la fission d'un atome lourd par un neutron, en deux éléments plus légers accompagnée de l'émission de neutrons. Le problème provient des produits de fission qui ne peuvent plus être utilisés pour produire de l'énergie et qui sont radioactifs avec une durée de vie très longue. Parce qu'elle ne produit pas ce type de déchets, la fusion thermo-nucléaire contrôlée est très attractive. Au lieu d'utiliser des éléments lourds, il s'agit de fusionner deux éléments légers en un seul de nombre de masse plus élevé. Comme pour la fission, ce mécanisme libère de l'énergie sous forme de rayonnement et d'énergie cinétique des particules produites, mais les produits ne sont pas radioactifs.

L'efficacité du processus de fission est la raison pour laquelle il est utilisé pour la production d'énergie. Pour atteindre une section efficace, *i.e.* une probabilité de réaction, mille fois inférieure à celle de la réaction de fission, il faut que la réaction de fusion se produise dans un milieu étant au minimum à une température de plusieurs centaines de millions de degrés. Parmi les réactions de fusion existantes, la réaction entre un noyau de Deutérium (D) et de Tritium (T) qui produit un noyau d'hélium et un neutron possède la plus grande section efficace à « faible » température, inférieure à 100 keV. Cette réaction s'écrit :



Pour ce qui est des éléments nécessaires à la fusion, le Deutérium est considéré comme quasi inépuisable étant donné sa présence en abondance dans l'eau de mer et le Tritium, plus rare, peut être créé à partir des produits de la réaction de fusion. Il faut alors porter un mélange des deux combustibles à très haute température en le maintenant confiné pour qu'il ne touche pas les parois du réacteur qui ne pourraient supporter la chaleur. Ce confinement doit être suffisamment long pour que les réactions soient entretenues. Ces deux conditions définissent le critère de Lawson [1] :

$$n\tau > 2.10^{14} [\text{cm}^{-3}.\text{s}] \quad (2)$$

$$\text{à } T \approx 20 \text{ keV} \quad (3)$$

avec  $n$  la densité du plasma et  $\tau$  le temps de confinement. Il existe deux façons d'atteindre ces conditions qui conduisent à deux voies de recherches pour la fusion : la FCI (Fusion par Confinement Inertiel) et la FCM (Fusion par Confinement Magnétique). Cette thèse s'inscrivant dans le contexte de la FCI, on ne détaille pas ici la fusion par confinement magnétique.

## La Fusion par Confinement Inertiel laser

Cette méthode vise à comprimer le mélange de DT jusqu'à atteindre la température et la densité nécessaire au déclenchement des réactions de fusion, le temps étant déterminé par l'inertie de la cible. Il faut arriver à comprimer la cible suffisamment, pour que soit créé en son centre un point chaud où les réactions nucléaires peuvent démarrer et se propagent au reste de la cible. La combustion doit se produire en un temps très court de l'ordre de la centaine de picosecondes (avant que le plasma ne se détende). Les conséquences sur le design d'un réacteur sont :

- il faut un processus pulsé avec des combustions répétées de billes de DT ;
- la densité de la cible doit être extrêmement élevée pour que les réactions de fusion brûlent une fraction significative de la cible en peu de temps.

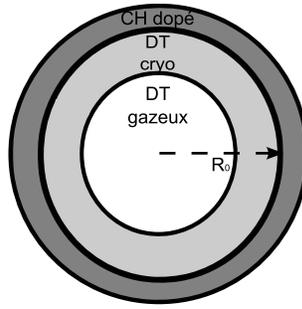
Deux installations laser majeures permettant l'étude de la FCI ont été construites : le LMJ (Laser MégaJoule) en France qui entrera en service fin 2014 et le NIF (National Ignition Facility) aux Etats-Unis qui est en fonctionnement. Elles reposent toutes les deux sur l'utilisation d'une multitude (>100) de faisceaux laser très énergétiques pour comprimer un micro-ballon de DT. Il existe une autre façon de comprimer la matière de façon inertielle avec des machines Z-pinch [2], que nous ne détaillerons pas ici.

Le premier schéma proposé [3] consiste en l'éclairement de la micro-bille par les faisceaux laser. Il est qualifié de schéma d'allumage en attaque directe. Le grand nombre de faisceaux permet de réaliser un éclairement très homogène de la capsule nécessaire pour une compression optimale. Le processus se décompose en plusieurs étapes :

- l'absorption de l'énergie laser par la cible ;
- l'accélération de la surface du micro-ballon par la pression d'ablation ;
- la phase de vol libre de la coquille où la compression est effectuée par les effets géométriques ;
- la stagnation est atteinte lorsque la pression au centre du micro-ballon est suffisante pour stopper la compression. Si la température de ce point chaud central est suffisante les réactions de fusion se déclenchent ;
- la propagation des réactions de fusion et la combustion du micro-ballon. Lorsque l'énergie libérée par les réactions de fusion est égale à celle investie pour comprimer la cible l'ignition est atteinte.

Le succès des étapes précédentes dépend principalement de la géométrie de la cible. On présente sur la figure 0.1, le schéma d'une cible type. Pour que la compression de la cible consomme moins d'énergie, le combustible (DT ou autre matériau) est utilisé sous forme d'une coquille cryogénique et non d'une sphère pleine. La couche externe va être ablatée par le laser et éjectée, elle ne servira donc pas de combustible. C'est pourquoi on utilise une couche externe d'ablateur en plastique, de plus la charge plus élevée du plastique par rapport au DT permet d'augmenter l'absorption laser. Les paramètres de la cible tels que le rapport d'aspect  $A = R/\Delta R$  (le rayon de la coquille divisé par son épaisseur) et la masse de combustible varient selon les dimensionnements (énergie laser disponible et géométrie

d'irradiation).



**Figure 0.1.** Schéma d'une cible type de fusion.

Ils sont déterminés par un compromis entre l'énergie produite lors de la combustion du mélange de DT et celle investie dans la compression. Ils sont également choisis en fonction de leur robustesse par rapport aux instabilités hydrodynamiques et paramétriques.

On ne présente ici que l'instabilité hydrodynamique la plus délétère. C'est l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui se produit aux interfaces de la cible. Durant l'accélération, un fluide léger, le plasma d'ablateur, pousse un fluide lourd le DT cryogénique. On a alors le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) qui amplifie les défauts initiaux et on observe la création de filaments de plasma d'ablateur qui pénètrent dans le plasma de DT. Si le mélange des deux plasmas est trop important, l'ignition ne sera pas atteinte. Ces défauts peuvent être liés à la rugosité de la cible (défauts d'épaisseur) ou à l'empreinte laser (les perturbations de l'intensité du faisceau qui se transforment en inhomogénéité de pression). On trouve une situation similaire lors de la stagnation où un plasma chaud et peu dense repousse le solide froid qui l'entoure. Une modélisation du taux de croissance,  $\sigma$ , de l'IRT, définie dans [4], s'exprime comme suit :

$$\sigma = 0,9(ka)^{1/2} - \beta kv_{abl} \quad (4)$$

avec  $k$  le nombre d'onde du défaut,  $v_{abl}$  la vitesse d'ablation,  $a$  l'accélération et  $\beta$  un paramètre de recalage de l'ordre de 1. On voit que la vitesse d'ablation va limiter le développement. Ceci a été exploité pour l'*adiabat shaping* où la densité de l'ablateur est mise en forme par des pré-impulsions laser [5, 6]. A l'inverse, plus l'accélération donc la vitesse d'implosion, est importante et plus l'IRT croît.

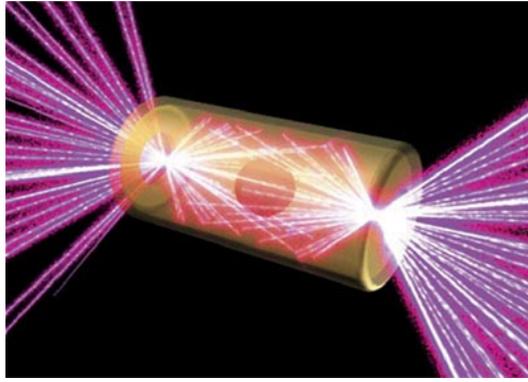
Pour pouvoir déclencher l'ignition, il faut une forte compression de la cible, ce qui implique une vitesse d'implosion importante ( $\approx 370$  km/s). Il existe un optimum d'énergie laser différent selon la masse et le rapport d'aspect de la cible qui limite les instabilités hydrodynamiques.

Les instabilités paramétriques sont liées à l'interaction du laser avec le plasma de couronne. Elles sont responsables de pertes d'énergie par diffusion et de la production d'électrons énergétiques (jusqu'à plusieurs centaines de keV) qui préchauffent l'intérieur de la coquille et

diminuent l'efficacité de la compression. Elles deviennent importantes au-dessus d'un certain seuil en intensité qui est de l'ordre de quelques  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> pour un laser de longueur d'onde de  $0,351 \mu\text{m}$ . En diminuant la longueur d'onde du laser, on améliore l'absorption collisionnelle de ce dernier et on limite la croissance des instabilités dans une certaine mesure [7]. Le plasma de couronne étant créé à partir de l'ablateur, le choix du matériau de ce dernier est crucial pour le dépôt de l'énergie laser. On aboutit alors à un compromis entre un matériau de Z lourd et un matériau de Z léger. Le premier absorbe très efficacement le laser mais il génère beaucoup de rayonnement X qui préchauffe le cœur et sa mise en vitesse demande beaucoup d'énergie. Un matériau de Z plus petit absorbe de façon moins efficace mais il génère peu d'X et sa mise en vitesse est moins coûteuse en énergie. Finalement, l'ablateur est constitué de plastique dopé avec un élément lourd de type CHGe ou CHSi. Dans le cadre du schéma d'allumage direct, l'éclairement est choisi en-dessous du seuil de déclenchement des instabilités paramétriques, elles restent donc limitées pour chaque faisceau. Il faut cependant prendre en compte les effets liés à l'interaction entre les faisceaux eux-mêmes qui peuvent être la source d'échange ou de perte d'énergie.

En plus de contrôler les instabilités, il faut maîtriser l'homogénéité de l'éclairement laser. Pour avoir la fraction de combustible brûlée la plus grande possible, il faut obtenir un point chaud central de rayon  $R_h$  qui n'est pas trop déformé. Or,  $\delta R/R_h \propto \delta v/v_{imp}$  où la vitesse d'implosion dépend de  $I_{laser}^{1/3}$ . Une variation spatiale de l'éclairement peut ainsi empêcher l'atteinte de l'ignition. La précision nécessaire sur l'uniformité d'irradiation est de 1%, ce qui demande un grand nombre de faisceaux dont la forme et le rayon de la tache focale sont très bien contrôlés.

En résumé, l'atteinte de l'ignition dans le schéma d'allumage direct nécessite une énergie laser supérieure au MJ [8, 9] et les instabilités hydrodynamiques ou les inhomogénéités d'éclairement laser s'avèrent problématiques. Pour limiter ces problèmes d'homogénéité un autre schéma d'allumage a émergé. Il consiste en l'utilisation d'une cavité en or (hohlraum) autour du micro-ballon, comme présenté sur la figure 0.2, et s'appelle le schéma d'allumage indirect [10]. Le principe est d'irradier avec le laser, non plus le micro-ballon mais les parois internes de la cavité. On crée alors un plasma de Z lourd qui émet un fort rayonnement X permettant la compression du combustible. La cavité est remplie au préalable de gaz d'un élément léger qui une fois ionisé, limite la détente des parois et donc le déplacement des zones d'émission X. Les avantages de cette méthode résident dans la bien meilleure homogénéité du chauffage et dans l'efficacité de couplage entre les rayons X et l'ablateur. Les problèmes liés aux instabilités hydrodynamiques sont similaires à ceux du schéma d'attaque directe avec des particularités liées à l'utilisation de rayons X. L'interaction laser-plasma est notamment très différente. Tout d'abord, la moitié des faisceaux se croise à chaque entrée de la cavité, ce qui pose des problèmes d'échange d'énergie. Ensuite chaque faisceau se propage dans un plasma créé par l'ionisation du gaz avant d'atteindre l'or et une fois la phase d'ablation terminée, il se propage également dans le plasma d'ablateur. L'intensité de chaque faisceau est de l'ordre



**Figure 0.2.** Schéma d'un micro-ballon à l'intérieur d'une cavité éclairée par les faisceaux laser [11].

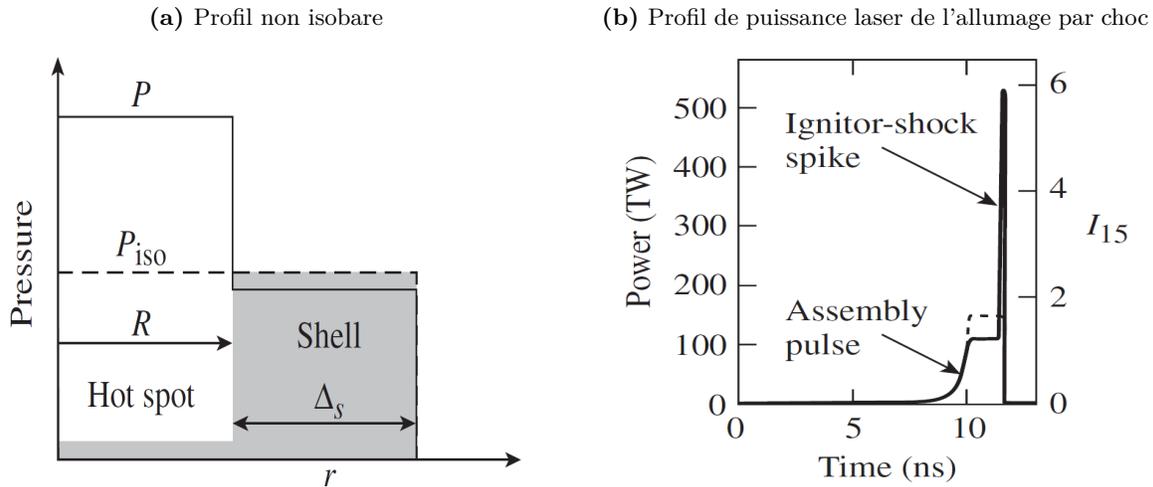
de quelques  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. C'est ce schéma qui a été retenu pour la démonstration de l'ignition sur les installations NIF et LMJ. Malheureusement, il demande une énergie laser qui est également de l'ordre du MégaJoule principalement à cause de l'efficacité de la conversion des lasers en rayonnement X. Le coût de construction de telles installations est très important. Réduire l'énergie requise étant crucial en vue de la création d'une source d'énergie exploitable pour un réacteur, des schémas alternatifs sont développés en parallèle depuis les années 1990.

## Les schémas d'allumage alternatifs

Pour diminuer l'énergie laser, l'idée est de dissocier les phases de compression et d'ignition. La cible reste similaire mais elle est comprimée à des vitesses d'implosion inférieures. Cette phase seule ne permet plus d'atteindre l'ignition mais seulement de comprimer le micro-ballon jusqu'à une haute densité. La deuxième phase du processus consiste à créer un point chaud à partir duquel les réactions de fusion démarrent. Il existe plusieurs possibilités pour réaliser ce point chaud. La plupart d'entre elles reposent sur l'utilisation d'impulsions très courtes (ps) et intenses ( $> 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>). Plus récemment, un nouveau schéma reposant sur une technologie laser nanoseconde, comme les grands lasers de puissance, est apparu.

### L'allumage par choc

L'allumage par choc a été proposé en premier par Shcherbakov [12] puis repris par Betti *et al.* [13] et s'appuie sur le fait qu'avec une énergie laser totale fixée, un assemblage non isobare (figure 0.3a) permet d'atteindre un gain thermo-nucléaire plus élevé par rapport à l'allumage indirect. Un moyen pour réaliser un tel profil de pression piqué au centre de la cible, est de générer un choc vers la fin de l'étape d'implosion. Ce choc doit être lancé de façon à ce qu'il rencontre le choc de retour provenant de la compression à l'intérieur de la sphère de DT. En effet, la compression de la coquille induit la génération d'un choc qui se réfléchit une fois arrivé au centre et repart vers l'extérieur. Lorsque ce choc de retour rencontre celui que l'on crée à la fin de l'implosion, la collision des deux chocs produit deux nouveaux chocs qui



**Figure 0.3.** a) Profils de densité (zone grisée) et de pression dans le cadre de l'allumage par choc par rapport au schéma d'allumage direct. b) Profil de puissance laser utilisé dans le cadre de l'allumage par choc [13].

partent dans des directions opposées. Celui qui se déplace vers le centre amplifie la pression sur le point chaud et conduit à un profil de pression non isobare.

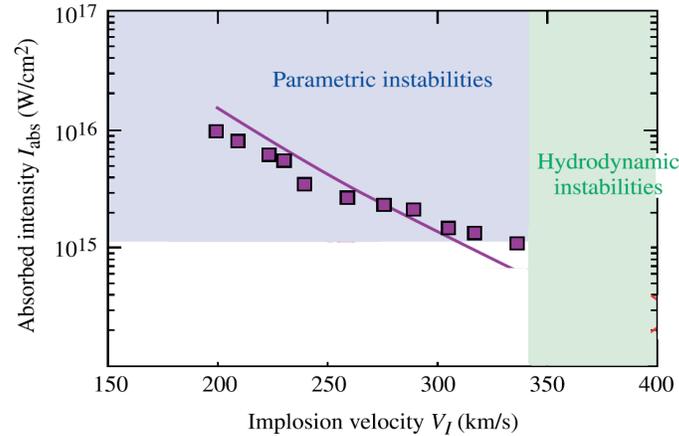
Pour créer le choc à la fin de l'implosion, le profil temporel de puissance laser comporte un pic présenté sur la figure 0.3b. Comme on contrôle séparément la compression et l'ignition, il existe un continuum de dimensionnement entre l'allumage par choc et le schéma d'allumage direct classique. Pour déterminer les caractéristiques du pic d'intensité, il convient d'étudier les risques spécifiques à chacune des deux phases. Une telle étude a été menée d'un point de vue hydrodynamique par Schmitt *et al.* [14] et Lafon *et al.* [15].

Durant la phase de compression, la vitesse d'implosion doit être la plus petite possible pour limiter la croissance des IRT. Il faut également prendre garde à la génération d'électrons chauds par l'instabilité de décomposition à deux plasmons. Dans les conditions hydrodynamiques de l'allumage par choc, il s'agit de l'instabilité paramétrique qui possède le seuil le plus bas, il est compris entre  $\approx 5$  et  $8 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> pour une longueur d'onde de 351 nm [16, 17, 18]. Les électrons chauds produits ont une énergie de l'ordre de 100 keV et préchauffent l'intérieur de la capsule, ce qui est à éviter pour ne pas détériorer l'efficacité de la compression.

Durant le pic d'intensité laser, l'intensité est supérieure aux seuils de toutes les instabilités paramétriques. Ainsi, l'efficacité du couplage de cette impulsion avec le plasma est modifiée et ces modifications influent sur la pression du choc généré. En ce qui concerne le temps auquel le choc doit être lancé, il existe une fenêtre temporelle d'allumage qui dépend de la puissance absorbée du pic [19, 20].

La prise en compte de tous ces paramètres aboutit à une intensité du pic comprise entre  $2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> pendant une durée comprise entre 100 et 600 ps. En ce qui concerne la balance énergétique entre les deux phases, le pic doit correspondre à environ 20%

de l'énergie totale. La figure 0.4 tirée de [15] résume la problématique de l'allumage par choc.

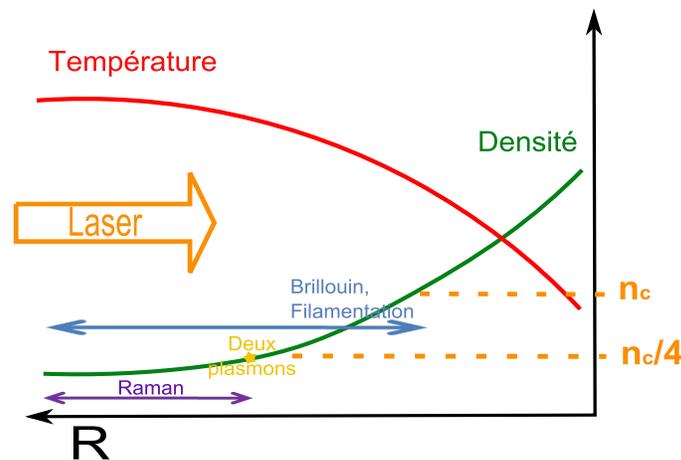


**Figure 0.4.** Intensité absorbée du pic de l'impulsion laser en fonction de la vitesse d'implosion de la coquille pour différents types de cibles [15]. Les carrés violets symbolisent les points de fonctionnement des cibles d'allumage par choc dimensionnées pour HiPER (High Power laser Energy Research facility). Le projet HiPER prévoit de réaliser la fusion avec le schéma d'allumage par choc. <http://www.hiper-laser.org/33projectphases.html>

Cette figure présente l'intensité du pic de puissance qui doit être absorbée pour atteindre l'ignition en fonction de la vitesse d'implosion, *i.e.* l'énergie de compression. Les points correspondent à différents types de cibles. Plus la vitesse d'implosion est grande et plus l'intensité du pic est faible et on se rapproche de l'allumage direct classique. Les deux cas extrêmes sont :

- Pour une grande vitesse d'implosion et une intensité du pic faible. Le risque le plus important est lié aux instabilités hydrodynamiques, l'intensité du pic est proche des seuils instabilités paramétriques qui seront faibles.
- Inversement, pour fonctionner à des vitesses d'implosion relativement basses et limiter les problèmes d'instabilités hydrodynamiques, l'intensité du pic de puissance doit être suffisamment forte donc au dessus des seuils des instabilités paramétriques.

Cependant, la figure 0.4 est uniquement basée sur des calculs hydrodynamiques et présente une intensité absorbée du pic. Sachant que les instabilités paramétriques modifient non seulement l'absorption laser mais aussi la puissance du choc créé, il est capital pour la réussite du schéma d'allumage par choc de connaître le comportement de ces dernières dans ce régime d'intensité. Ces phénomènes ne sont pas pris en compte dans les dimensionnements car ce domaine d'intensité est mal décrit théoriquement et très peu étudié expérimentalement. C'est pourquoi la figure 0.4 montre une intensité absorbée et non une intensité incidente.



**Figure 0.5.** Résumé de l'absorption laser dans les profils de densité et de température d'une cible de fusion.

## L'interaction laser plasma

Avant de présenter les objectifs de cette thèse, nous rappelons ici les phénomènes qui ont lieu lors de l'interaction d'un laser avec un plasma. Un laser de longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage dans un plasma jusqu'à la densité critique  $n_c$  :

$$n_c[\text{electrons.cm}^{-3}] = \frac{1,11.10^{21}}{(\lambda_0[\mu\text{m}])^2}. \quad (5)$$

Lorsque la densité électronique  $n_e = n_c$ , la fréquence plasma électronique  $\omega_{pe}$  égale la fréquence laser  $\omega_0$  :

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}. \quad (6)$$

Le processus le plus efficace pour l'absorption est le Bremsstrahlung inverse, dans lequel l'énergie laser est transmise aux électrons du plasma puis aux ions par les collisions électronique. Cependant le laser peut également se coupler aux mouvements collectifs des ions et des électrons ce qui génère des instabilités. Nous avons évoqué précédemment que si l'intensité laser est supérieure à un seuil de l'ordre de quelques  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> les instabilités paramétriques peuvent se développer de façon significative. Cela signifie que le couplage du laser avec les ondes acoustiques (mouvement des ions) ou de Langmuir (mouvement des électrons) devient instable. Alors l'onde laser, appelée onde de pompe, perd de l'énergie au profit des ondes filles. Il existe divers mécanismes instables selon le nombre et la nature des ondes filles considérées. La figure 0.5 schématise les profils de densité et de température du plasma coronal sur lesquels on place les zones où se développent les instabilités.

- La diffusion Raman stimulée ou SRS pour Stimulated Raman Scattering est une instabilité à trois ondes durant laquelle l'onde laser incidente se décompose en une onde de Langmuir et une onde électromagnétique diffusée. Les conditions de réso-

- nance impliquent qu'elle ne peut se développer que dans le profil sous quart-critique,  $0 < n_e < n_c/4$ .
- La diffusion Brillouin stimulée ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering est également une instabilité à trois ondes. Cette fois l'onde laser incidente se décompose en une onde acoustique ionique et une onde électromagnétique diffusée. Elle peut se développer dans tout le plasma sous-critique,  $n_e < n_c$ .
  - La décomposition à deux plasmons ou TPD pour Two Plasmon Decay consiste en la désintégration de l'onde de pompe en deux ondes de Langmuir. Les conditions de résonance ne sont satisfaites qu'au voisinage de la densité quart-critique,  $n_e \approx n_c/4$ .
  - La filamentation correspond à un couplage de l'onde laser avec les ondes acoustiques ioniques transverses à l'axe de propagation. Au lieu d'avoir une onde diffusée et une onde acoustique ionique, il s'agit d'un processus non résonant qui induit une fragmentation de la distribution d'intensité transverse et à une autofocalisation globale. Ce processus comme le Brillouin peut se développer sur tout le plasma coronal,  $n_e < n_c$ .

## Etat de l'art de l'interaction laser plasma d'un faisceau intense et objectifs de cette thèse

L'étude du développement des instabilités a été l'objet de nombreuses études tant du point de vue théorique qu'expérimental dont les ouvrages [8, 21] sont une synthèse. Cependant, le pic d'intensité de l'allumage par choc possède une intensité qui est en dehors du cadre des modèles d'interaction existants. En effet, l'interaction d'un faisceau de plusieurs  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, d'une durée de plusieurs centaines de picosecondes que l'on fait interagir avec un plasma de taille millimétrique, chauffé à une température de l'ordre de 2 keV, n'est pas décrite correctement par les codes. Pour la réussite de ce schéma, il est nécessaire d'améliorer la compréhension et la modélisation de l'interaction pour les intensités supérieures à quelques  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> dans un plasma long et chaud. Cela passe par la réalisation d'expériences dans ce domaine d'intensité où le comportement des instabilités est fortement non linéaire.

Les premières expériences effectuées dans ce régime d'intensité datent de 1973 [22]. Elles sont réalisées avec un faisceau de 40 J à  $10,6 \mu\text{m}$  d'une durée de 120 ps qui interagit avec un plasma constitué d'un élément léger. Il apparaît que l'instabilité Brillouin est la principale cause de diffusion de l'énergie laser. La réflectivité due au Brillouin augmente avec l'intensité du faisceau et atteint une saturation à 10% de l'énergie incidente. Les plasmas utilisés sont de faible température, inférieure à 100 eV, et sont de petites dimensions car seule une pré-impulsion peu énergétique est disponible pour préformer la cible. Pour les mêmes conditions hydrodynamiques, les expériences se poursuivent en utilisant une longueur d'onde plus courte ( $1,05 \mu\text{m}$ ) [23, 24, 25] et une durée d'impulsion qui varie entre 50 et 400 ps. L'énergie réfléchie atteint jusqu'à 50%, elle est associée au Brillouin et au phénomène de réflexion spéculaire sur la densité critique. Randall *et al.* [26] montre que l'onde laser qui se réfléchit sur la densité critique sert de germe électromagnétique au développement de l'instabilité Brillouin. Il a

également été mis en évidence par Tanaka *et al.* [27] que la diffusion Brillouin vers l'arrière dans des plasmas de cible sphérique est contenue dans un cône de dimension supérieure à celle de l'optique de focalisation du laser.

Toutes ces études établissent que l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée est la source la plus importante de perte d'énergie pour des plasmas d'éléments légers à faible température. On est cependant loin des conditions hydrodynamiques de l'allumage par choc qui nécessite des plasmas de grande dimension. De plus, les taches focales créées par les lasers de l'époque présentent de fortes sur-intensités, qui, ajoutées à la cohérence spatiale de la phase du faisceau, permettent aux instabilités de se développer facilement. Enfin, la reproductibilité tir à tir n'est pas assurée selon l'énergie ou l'installation laser considérée, ce qui rend presque impossible la comparaison avec les modèles. Toutes ces conditions font qu'il est difficile de se baser sur ces expériences pour prédire l'efficacité du couplage du pic d'intensité de l'allumage par choc.

Pour contrôler la distribution d'intensité et rompre la cohérence du faisceau, on utilise des lames de phase aléatoire [28, 29, 30]. Elles permettent de convertir la tache focale en une tache composée de sous-faisceaux de plus petite dimension, répartis dans un diamètre connu et d'assurer la reproductibilité de la distribution d'intensité tir à tir. Le fait de briser la cohérence spatiale du faisceau permet également de réduire les dimensions sur lesquelles les instabilités peuvent se développer et donc de réduire les réflectivités et d'obtenir une tache focale plus homogène. La mise en place de systèmes de lissage optique coïncide avec l'émergence des lasers de puissance qui atteignent le kiloJoule ou plus avec des durées d'impulsions allant de 600 ps à plusieurs nanosecondes.

Dès lors, les études de croissance des instabilités sont réalisées dans des plasmas plus longs et plus chauds [31] similaires au plasma de couronne, mais pour des intensités de l'ordre de  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, inférieures à celle du pic d'intensité de l'allumage par choc. A ce jour, on ne possède aucune installation capable de réaliser simultanément les deux conditions nécessaires à l'étude du couplage du pic d'intensité de l'allumage par choc qui sont :

- un plasma chaud ( $T_e > 2$  keV) et long (millimétrique) ;
- un faisceau lissé d'intensité supérieure à  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>.

D'un point de vue théorique, on sait que les mécanismes non-linéaires deviennent prépondérants pour ces intensités. Ainsi, les simulations développées jusqu'ici [32] ne sont plus prédictives. Pour pouvoir observer la compétition entre ces mécanismes, on doit se tourner vers les simulations PIC (Particle-In-Cell) à deux [33] voire trois dimensions [34]. Il faut noter qu'elles ne sont pas non plus prédictives, très coûteuses en temps de calcul et ne peuvent simuler qu'une petite partie du plasma de couronne.

L'objectif de cette thèse est de caractériser expérimentalement l'absorption et le comportement des instabilités lors de l'interaction d'un faisceau laser intense dans un plasma long et chaud. D'abord dans le cadre des dimensionnements d'allumage par choc mais aussi pour une étude fondamentale de l'interaction dans ce domaine d'intensité.

Pour cela, nous avons dimensionné et réalisé des expériences permettant l'utilisation d'un faisceau, dont l'intensité peut varier entre  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et plusieurs  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>, ce qui est

pertinent pour l'étude du comportement non linéaire des instabilités paramétriques. En parallèle nous avons utilisé un faisceau kiloJoule créant des plasmas longs et d'une température proche du keV, cependant la température plus faible que celle attendue pour le plasma de couronne à la fin de la phase de compression. Nous débuterons ce manuscrit par la présentation détaillée des conditions d'interaction dans le cadre de l'allumage par choc. On établira tout d'abord des profils hydrodynamiques types du plasma de couronne à la fin de l'étape de compression, à partir de différents dimensionnements existant dans la littérature. Puis, on caractérisera l'absorption par Bremsstrahlung inverse du faisceau et les régimes de croissance des diverses instabilités dans ces profils en établissant et en calculant les gains linéaires.

Ensuite, on décrira le schéma expérimental utilisé pour répondre aux principales questions soulevées sur le couplage du pic d'intensité de l'allumage par choc. On présentera le schéma de deux expériences réalisées sur l'installation LULI2000 ainsi que les caractéristiques des plasmas obtenus.

Alors, on montrera les mesures expérimentales de la lumière transmise et diffusée, pour une densité électronique maximale de plasma qui augmente dans des profils de densité homogène et inhomogène. On fera également varier l'intensité du faisceau d'interaction. On étudiera d'abord la distribution d'intensité transmise et les réflectivités en plasma homogène pour mettre en évidence l'importance de la densité électronique maximale. On expliquera ensuite les raisons de l'augmentation du lissage et de la réflectivité pour les plus fortes intensités d'interaction. On constatera que l'instabilité Brillouin peut être la source de forte perte d'énergie dans le régime de couplage fort alors que les instabilités de diffusion Raman, de filamentation et d'autofocalisation restent contrôlées.

Enfin, on discutera des effets de la température du plasma et de la durée d'impulsion sur le comportement des instabilités pour extrapoler ces résultats au pic d'intensité de l'allumage par choc. On effectuera également une comparaison avec des simulations PIC sur le comportement des instabilités de diffusion dans les premières picosecondes de l'interaction dans un plasma chaud.

# Chapitre 1

## Interaction dans le cadre de l'allumage par choc

### Sommaire

---

1.1	Profils d'une cible d'allumage par choc sur le LMJ . . . . .	14
1.2	Approche théorique du couplage du pic d'intensité laser dans le plasma de couronne . . . . .	16
1.2.1	Absorption laser dans un plasma . . . . .	17
1.2.2	Autofocalisation et filamentation . . . . .	22
1.2.3	Instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée . . . . .	26
1.2.4	Instabilité de diffusion Raman stimulée vers l'avant . . . . .	32
1.2.5	Instabilité générant des électrons chauds au voisinage de la densité électronique quart-critique . . . . .	34
1.2.6	Instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée . . . . .	36
1.2.7	Compétition entre les différentes instabilités . . . . .	42
1.2.8	Résumé de l'étude théorique des instabilités dans le profil d'allumage par choc . . . . .	43

---

Dans le schéma d'allumage par choc, l'impulsion intense a pour objectif de produire un choc convergent lorsqu'elle dépose son énergie dans le plasma de couronne. La phase de compression peut pratiquement être traitée de façon purement hydrodynamique étant donné l'intensité des faisceaux qui est en-dessous de  $5 - 8 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, [16, 17, 18]. Pour le pic final de l'impulsion laser d'intensité dix à cent fois supérieure, le couplage du faisceau avec le plasma de couronne est à ce jour mal connu et nécessite de prendre en compte les instabilités laser-plasma. Au cours de ce chapitre, nous définirons les paramètres caractéristiques servant à décrire l'interaction laser-plasma, appliqués au pic d'impulsion dans le plasma coronal.

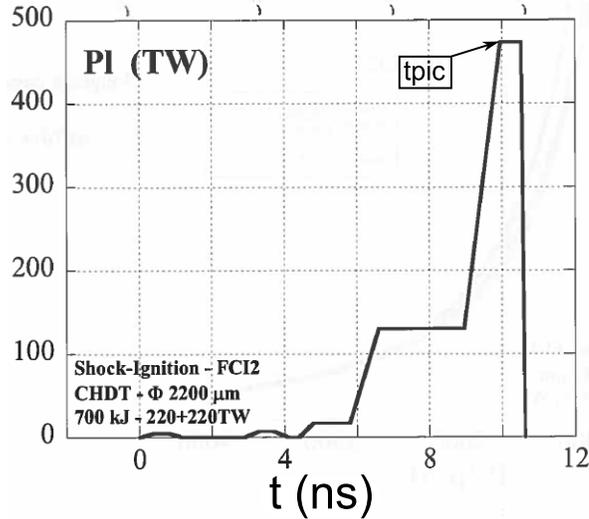
On précisera d'abord les conditions hydrodynamiques du plasma de couronne attendues à la fin de l'étape de compression, au travers d'un dimensionnement effectué à l'aide du code FCI2 du CEA. En comparant ce dernier à la littérature existante sur l'allumage par choc [14, 15, 35, 36], on établira les plages de variations de la densité électronique, de la température et de la vitesse d'expansion. On définira deux profils de densité encadrant ces variations, dans lesquels on calculera l'absorption par Bremsstrahlung inverse. On obtiendra l'intensité locale dans le plasma et on utilisera la théorie linéaire pour caractériser le régime dans lequel les instabilités se développent. On détaillera pour chaque instabilité (autofocalisation, filamentation, diffusions Raman et Brillouin stimulées), son origine, ses seuils et ses taux de croissance. Enfin, nous conclurons en présentant les limites de ces calculs et les questions qu'elles soulèvent quant à l'absorption du faisceau et au développement des instabilités de diffusion stimulées.

## 1.1 Profils d'une cible d'allumage par choc sur le LMJ

Tout d'abord, nous détaillons les profils hydrodynamiques du plasma de couronne à la fin de la phase de compression et le profil de puissance laser, dans le cadre d'un dimensionnement particulier d'allumage par choc.

La cible utilisée correspond à celle envisagée pour HiPER (High Power laser Energy Research facility). Il s'agit d'un micro-ballon composé d'une coquille de Deutérium-Tritium cryogénique de  $171 \mu\text{m}$  d'épaisseur contenant du DT gazeux de  $888 \mu\text{m}$  de rayon et entouré d'un ablateur de CH de  $41 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Il s'agit d'une simulation à une dimension, le diamètre du micro-ballon est de  $2200 \mu\text{m}$  et il est implosé avec une énergie totale (compression et choc) de 700 kJ.

L'impulsion laser est mise en forme temporellement comme montré sur la figure 1.1. Ce profil temporel présente les deux phases caractéristiques de l'allumage par choc, avec une puissance de 130 TW pendant la compression et de 480 TW pour la création du choc. Les variations de puissance entre 0 ns et 4 ns du profil de puissance laser servent à la mise en vitesse de l'ablateur et à améliorer la robustesse de la coquille face aux instabilités hydrodynamiques qui peuvent se développer [6]. Débute ensuite la phase de compression d'une durée de 5,5 ns, avec deux paliers à 20 et 130 TW. Enfin le pic de puissance, destiné à créer le



**Figure 1.1.** Profil de puissance laser utilisé pour les simulations FCI2.

choc, possède un front de montée de 100 ps, un plateau de 575 ps et un front de descente de 100 ps.

On définit sur cette impulsion laser le temps  $t_{pic}$ , qui correspond au début du plateau de l'impulsion de choc. On trace les profils hydrodynamiques, à cet instant, sur la figure 1.2. Nous étudions d'abord le profil de densité électronique, figure 1.2a. La densité critique se situe à une distance de 800  $\mu m$  du centre de la cible. Le profil de densité est de type exponentiel et possède une longueur caractéristique définie par  $L_n = n_e / \frac{\partial n_e}{\partial R} \approx 700 \mu m$ .

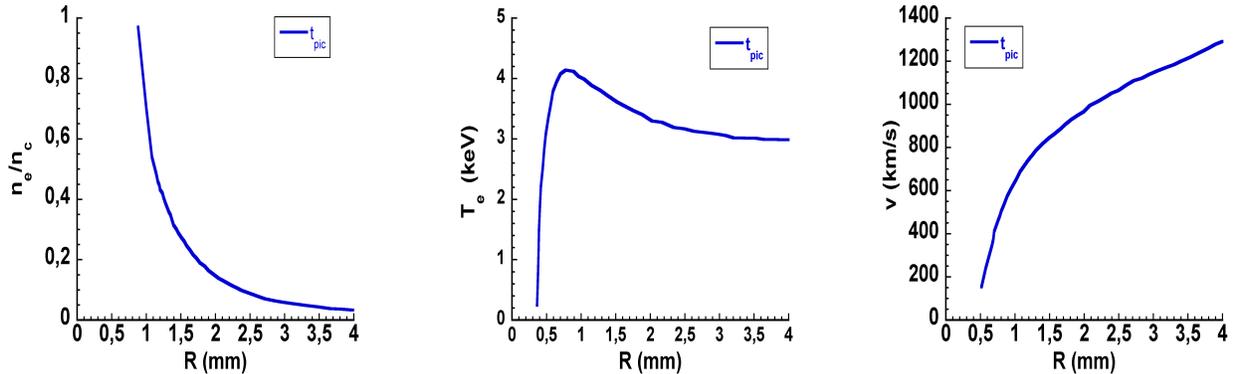
On regarde ensuite le profil de température électronique représenté sur la figure 1.2b. Dans la partie très sous-dense, à  $R=3,5 \text{ mm}$  (où  $n_e \approx 0,05n_c$ ), la température est de 3 keV, puis elle s'élève progressivement pour atteindre 4 keV à la position de la densité critique. On définit la longueur caractéristique de température par  $L_{Te} = [Te / (\partial Te / \partial R)]$ . On trouve  $L_{Te} = 9000 \mu m$ , ce qui est très supérieur à la longueur de gradient de densité.

De même, le profil de vitesse représenté sur la figure 1.2c varie peu dans la partie sous-dense. La vitesse d'expansion diminue de 1200 km/s à 600 km/s entre les rayons 3500  $\mu m$  et 800  $\mu m$ . On calcule une longueur caractéristique,  $L_v = c_s / (\partial v / \partial R)$ ,  $L_v = 2070 \mu m$  dans la couronne sous-critique.

En conclusion, on observe que l'inhomogénéité des profils hydrodynamiques est dominée par celle du profil de densité électronique. La température et la vitesse électronique montrent des longueurs de gradients plus grandes donc des variations plus lentes.

A lui seul, ce dimensionnement ne reflète pas toutes les conditions du plasma de couronne possibles pour l'allumage par choc. L'optimisation des cibles [15, 35, 36], pour diverses configurations de départ (cible et installation laser), conduit à des différences dans les valeurs des grandeurs hydrodynamiques à la fin de la compression. Elles dépendent essentiellement de l'énergie investie dans cette dernière. Cependant, il est établi que le plasma de couronne possède un profil de densité électronique de type exponentiel  $n_e = \exp(-z/L_n)$ , à la fin de

(a) profil de densité électronique      (b) profil de température électronique      (c) profil de vitesse d'expansion



**Figure 1.2.** Profils hydrodynamiques obtenus à l'aide de simulation FCI2 au CEA pour un dimensionnement 1D d'une cible d'allumage par choc. Les profils sont tracés au temps  $t_{pic}$  de la figure 1.1. Le laser se propage de la droite vers la gauche et le plasma sous critique est composé uniquement de CH.

l'étape de compression. Les valeurs de la longueur caractéristique  $L_n$ , sont comprises entre 300 et 750  $\mu\text{m}$  et la longueur de variation de la température est toujours supérieure. De ce fait, on utilisera des températures ioniques et électroniques constantes. On discutera de deux cas extrêmes :  $T_e = 2 \text{ keV}$  et  $T_i = 1 \text{ keV}$  d'une part et  $T_e = 4 \text{ keV}$  et  $T_i = 2 \text{ keV}$  d'autre part. La vitesse d'expansion sera elle aussi considérée comme constante car elle varie plus lentement que la densité électronique.

Toutes ces études reposent sur des calculs hydrodynamiques [10, 37, 38] qui ont déterminé les caractéristiques du pic d'intensité nécessaire à la création d'un choc suffisamment fort pour atteindre l'ignition. Cependant, les effets des instabilités paramétriques dans le plasma de couronne ne sont pas pris en compte dans les calculs. Nous allons maintenant présenter l'influence des instabilités paramétriques sur le faisceau en s'appuyant sur les profils hydrodynamiques types que nous venons d'établir.

## 1.2 Approche théorique du couplage du pic d'intensité laser dans le plasma de couronne

Nous avons besoin de connaître l'intensité en fonction de la position dans le plasma de couronne pour caractériser le développement des instabilités paramétriques. Pour cela, nous calculons l'absorption par Bremsstrahlung inverse dans les profils hydrodynamiques que nous venons de déterminer. On obtient quatre courbes d'intensité en fonction de la position dans le plasma. A partir de ces courbes, on définit et calcule le régime de croissance, les constantes de couplage et les gains des instabilités de diffusion stimulée, de filamentation et

d'autofocalisation.

## 1.2.1 Absorption laser dans un plasma

L'absorption collisionnelle est le principal mécanisme d'absorption de l'énergie laser modélisé dans les codes hydrodynamiques pour les plasmas de FCI. On débute par le rappel des formules de l'absorption collisionnelle pour un plasma homogène. Puis nous présentons les modifications liées à l'inhomogénéité et nous les utilisons pour calculer l'absorption d'un faisceau intense entre  $2 \cdot 10^{15}$  et  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> dans les profils types. Nous terminons cette partie en discutant les approximations que nous avons effectuées et leur influence sur le profil d'intensité locale.

### 1.2.1.1 Profils de densité homogènes

On introduit le coefficient d'absorption en intensité par unité de longueur  $\kappa_{BI}$  dans le cas le plus simple d'un plasma homogène. Par définition, il est égal au double de la partie imaginaire du vecteur d'onde,  $2\Im(k)$ . Il est calculé en faisant l'approximation que la fréquence de collision électron-ion  $\nu_{ei}$  est négligeable par rapport à la fréquence plasma électronique  $\omega_{pe}$ . On peut alors écrire pour le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ,  $\Im(k) \ll \Re(k)$  et le coefficient d'absorption par unité de longueur s'exprime comme :

$$\kappa_{BI} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1 - n_e/n_c}}, \quad (1.1)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $n_e$  la densité électronique du plasma et  $n_c$  la densité critique définie par l'équation 5.

On note  $A$  la fraction de l'énergie absorbée de façon collisionnelle sur une longueur de plasma homogène  $L$ . Elle s'exprime par :

$$A = 1 - \exp(-2\kappa_{BI}L) = 1 - \exp\left(-\frac{\frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e}{n_c}}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} L\right). \quad (1.2)$$

On utilisera  $\nu_{ei}$  la fréquence de collision électron-ion calculée pour une distribution maxwellienne de vitesse des électrons tirée de [8] ou [39]. Elle s'écrit :

$$\nu_{ei} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{Z_{eff} n_e e^4 \ln \Lambda_{ei}}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3}. \quad (1.3)$$

Elle est obtenue à partir de la charge effective  $Z_{eff} = \langle Z^2 \rangle / \langle Z \rangle$ , de la masse de l'électron  $m_e$ , de la vitesse thermique  $v_{Te} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$  et du logarithme coulombien  $\Lambda_{ei}$  qui s'écrit :

$$\Lambda_{ei} = 1,69 \cdot 10^3 \frac{T_e \lambda_0}{(n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}} \min\left[\left(\frac{T_e}{3,03 \cdot 10^{-3} \langle Z^2 \rangle}\right)^{\frac{1}{2}}, 1\right]. \quad (1.4)$$

De façon pratique, on utilisera la formule :

$$\nu_{ei}[ps^{-1}] = 0,102 \frac{Z_{eff}n_e/n_c \ln \Lambda_{ei}}{\lambda_0^2[\mu m]T_e^{3/2}[keV]}. \quad (1.5)$$

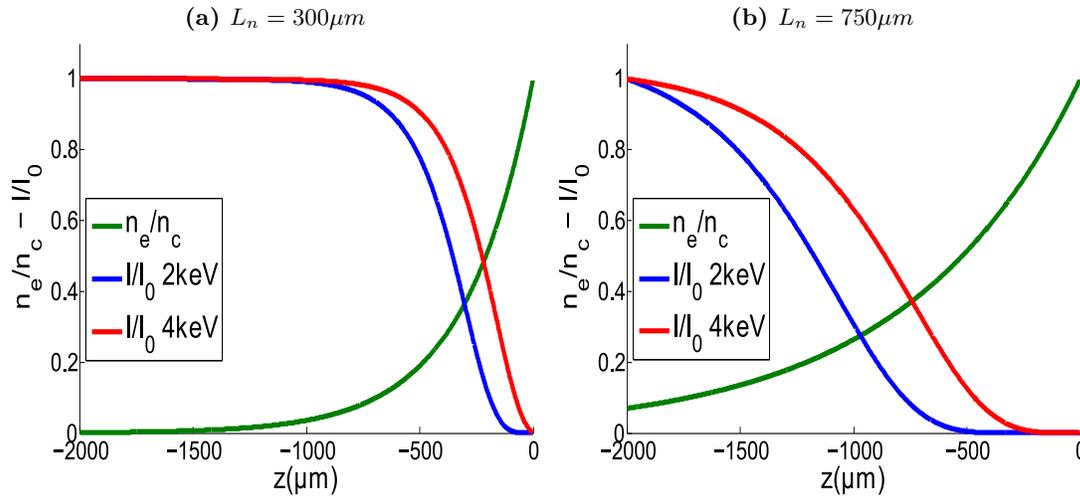
On présente maintenant les modifications qu'il faut effectuer pour pouvoir calculer l'absorption par Bremsstrahlung inverse dans le plasma de couronne.

### 1.2.1.2 Plasma inhomogène et application au plasma coronal

Si le profil du plasma de couronne est inhomogène, on ne peut pas utiliser la formule 1.2 qui suppose que  $\kappa_{BI}$  est constant sur la longueur de plasma. Cependant lorsque le gradient de densité électronique varie peu en espace, on peut se placer dans le cadre de l'approximation d'enveloppe Wentzel Kramers Brillouin (WKB) [8], qui s'applique tant que les variations de densité électronique restent faibles sur une longueur d'onde locale. On cherche alors une solution à l'équation de propagation de la forme  $\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}_0(z) \exp\left(\pm i\frac{\omega}{c} \int_{z_0}^z \psi(z')dz'\right)$  où la phase  $\psi$  et l'amplitude  $E_0$  sont lentement variables en  $z$ . On trouve

$$A = 1 - \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \kappa_{BI} dz'\right) = 1 - \exp\left(- \int_{z_0}^z \frac{\frac{\nu_{ei} n_e}{c n_c}}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} dz'\right). \quad (1.6)$$

Il faut noter que cette solution n'est plus valide à l'approche de la densité critique  $n_c$  car en ce point le vecteur d'onde laser tend vers zéro. On applique la formule 1.6 dans le cadre d'un profil exponentiel pour déterminer l'intensité locale en fonction de la position dans le plasma.



**Figure 1.3.** Profils de densité électronique et d'intensité locale en fonction de la position dans le plasma à 2 et 4 keV pour une longueur de gradient de 300  $\mu\text{m}$  (a) une longueur de gradient de 750  $\mu\text{m}$  (b). Le laser se propage de la gauche vers la droite.

La figure 1.3 montre l'intensité locale d'un laser à  $0,351 \mu\text{m}$  se propageant selon l'axe  $z$  du gradient de densité en fonction de la position dans le plasma pour les deux types de profils de densité à 2 et 4 keV.

Nous avons représenté le profil de densité sur le même graphique pour mesurer directement les zones de densité qui sont atteintes par l'impulsion. Dans le profil le plus raide ( $L_n = 300 \mu\text{m}$ ), l'impulsion se propage jusqu'à des densités plus proches de la densité critique que dans le profil plus doux. L'intensité locale diminue brutalement aux alentours de  $0,45n_c$  alors que dans le cas du profil de  $750 \mu\text{m}$ , l'intensité décroît progressivement à partir de  $0,2n_c$  puis elle chute vers  $0,3n_c$ .

On observe que l'absorption par Bremsstrahlung inverse permet d'absorber toute l'impulsion de création du choc avant que l'énergie n'atteigne la densité critique. Ceci entraîne une absorption collisionnelle suffisante pour que les mécanismes non linéaires qui peuvent se développer au voisinage de la densité critique soient négligeables.

Nous allons préciser la validité des hypothèses effectuées dans ce calcul d'absorption.

### 1.2.1.3 Discussion des hypothèses du calcul d'absorption

Avant de caractériser les instabilités paramétriques, il convient de discuter les hypothèses utilisées pour ce calcul d'absorption. On discute d'abord des effets de la géométrie d'irradiation et ensuite des effets de la température et de l'intensité sur l'absorption laser.

#### Effets géométriques

La formule 1.6 suppose une incidence normale sur la cible. Or, le laser se propage jusqu'à une densité électronique  $n_c \cos^2 \theta$  inférieure à la densité critique, si  $\theta$ , l'angle d'incidence par rapport à l'axe du gradient de densité, est non nul. Le taux d'absorption est également modifié, il faut introduire un facteur en  $\cos^3(\theta)$  pour un profil exponentiel. Il existe deux phénomènes qui introduisent un angle d'incidence.

- l'ouverture des faisceaux utilisés introduit un angle d'incidence. Cette ouverture est de l'ordre de  $f/8$  sur les installations laser et l'angle maximal d'incidence correspondant est d'environ  $7^\circ$ . Pour cet angle d'incidence, la densité maximale atteinte par le laser est de  $0,99n_c$  et le taux d'absorption est multiplié par  $0,97$ . L'absorption reste donc similaire au cas de l'incidence normale.
- l'expansion sphérique de la cible par rapport à l'axe d'un faisceau conduit également à une incidence oblique. On définit le rayon critique qui est la position de la densité critique par rapport au centre du micro-ballon que l'on compare aux dimensions de la tache focale du faisceau de création de choc. La valeur du rayon critique dépend de la cible de départ et du profil de puissance laser, comme nous l'avons vu en établissant les profils hydrodynamiques types. Dans le dimensionnement effectué par Ribeyre *et al.* [19], le rayon critique est de  $450 \mu\text{m}$  alors que la tache focale des faisceaux est gaussienne avec un rayon de  $640 \mu\text{m}$  en  $1/e$ . Les angles d'incidence introduits par les dimensions de la tache focale sont donc très importants et l'absorption n'est pas homogène sur toute la tache.

De plus, pour des taches focales de dimension comparable au rayon critique, la réfraction des faisceaux influe fortement sur la quantité d'énergie absorbée par le plasma. Si l'incidence n'est plus normale, les faisceaux sont réfractés et leur énergie n'est pas utilisée pour comprimer la cible. L'absorption est alors réduite à 60% de l'énergie incidente, toujours d'après Ribeyre *et al.* [19]. La prise en compte de ces effets nécessite des simulations complexes de "tracés de rayons", à deux voire trois dimensions, qui sont couramment utilisées dans les codes hydrodynamiques. Ils ne seront pas détaillés dans cette thèse. Nous abordons maintenant les hypothèses liées à la température du plasma et à l'intensité du faisceau.

### Effet de la température

S'il est possible d'utiliser une température constante sur toute la couronne à la fin de l'étape de compression, le pic d'impulsion va certainement modifier le profil de température au cours de l'interaction. Cependant, l'effet de ces modifications n'est pas trivial. Ainsi, dans la référence [8] il est montré à l'aide de simulations hydrodynamiques que, si on prend en compte la variation de température au cours du temps lors de l'interaction d'un faisceau de  $2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> dans un plasma de 2 keV, l'intensité locale n'est pas modifiée dans la partie sous-dense ( $< 0,4n_c$ ) et elle augmente dans la partie proche de  $0,4n_c$  à cause de la diminution des collisions. Enfin, le faisceau est complètement absorbé pour une densité similaire à celle trouvée dans le cas où la température est fixée.

### Effet de l'intensité

Enfin, le couplage d'un laser avec un plasma est généralement caractérisé par le produit de l'intensité laser et de la longueur d'onde au carré  $I\lambda_0^2$ . En effet, ce paramètre est proportionnel au rapport entre la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser  $v_0$  et la vitesse thermique électronique  $v_e$ . Ici, nous avons fixé une longueur d'onde à  $0,351 \mu\text{m}$  qui est celle utilisée sur les grandes installations existantes. Dans notre calcul, l'intensité ne joue aucun rôle. La formule de l'absorption collisionnelle 1.6 n'en dépend pas explicitement, si ce n'est par le biais du changement de la température dont nous avons déjà discuté. Nous nous intéressons à présent à l'efficacité de l'absorption par Bremsstrahlung inverse pour un faisceau intense.

D'après Langdon *et al.* [40], il existe un paramètre qui détermine si le faisceau est suffisamment intense pour que la distribution électronique ne soit plus Maxwellienne et que l'absorption collisionnelle soit réduite. La condition d'absorption non linéaire s'exprime par  $Z_{eff}v_0^2/v_e^2 \geq 1$  avec  $Z_{eff}$  la charge effective moyenne. Si elle est satisfaite, le taux d'absorption peut être réduit d'un facteur deux. Nous la traduisons en intensité par  $4 \cdot 10^{-16} Z_{eff} I \lambda_0^2 / T_e \geq 1$ . Elle n'est vérifiée que pour un éclairage supérieur à  $1,5 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> dans un plasma de 2 keV. Pour une température plus élevée, il faut une intensité du faisceau d'interaction plus élevée pour satisfaire cette condition. La modification de la distribution de vitesse électronique concerne donc les plus fortes intensités envisagées pour le pic d'interaction. Ainsi, augmenter l'intensité du pic n'est pas synonyme d'une augmentation de l'énergie absorbée et par conséquent, de la pression de choc.

De façon similaire, en utilisant le modèle décrit par Mora *et al.* [41], on calcule un flux limite  $\Phi_{W/cm^2}^* = 4,8 \cdot 10^{11} (\lambda_{\mu m}/1,06)^{-4} (2Z_{eff}/A)^{\frac{1}{2}} (Z_{eff} \frac{\ln \Lambda}{6} \frac{\tau_{ps}}{100})$  avec A le nombre de masse,  $Z_{eff}$  la charge effective et  $\ln \Lambda$  le logarithme coulombien. Si l'intensité laser  $I_0 < \Phi^*$ , on est en régime d'absorption collisionnelle forte et si  $I_0 > \Phi^*$ , on est en régime d'absorption collisionnelle faible. Par rapport au pic d'impulsion qui varie d'une intensité de  $2 \cdot 10^{15}$  à  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et des durées d'impulsion de 100 à 600 ps, on est en régime de faible absorption collisionnelle car le flux limite le plus grand possible est de  $\Phi^* \approx 1,3 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Dans ce cas, l'absorption totale diminue de 40 à 30% et la fraction de l'intensité incidente absorbée à la densité critique représente 35 à 50% de cette absorption [41].

Or, dans notre calcul, toute l'impulsion est absorbée avant la densité critique. Si l'intensité atteignant la densité critique augmente, on peut voir apparaître l'absorption résonante [42, 43, 44]. Ce mécanisme permet d'augmenter l'absorption laser mais il engendre des électrons chauds qui déposent leur énergie au-delà de la densité critique. Le modèle simple décrit par Forslund *et al.* [45] prédit une énergie des électrons chauds proche de 10 keV pour une intensité de  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et une température électronique de 2 keV. Ce dépôt d'énergie plus en profondeur dans la cible peut être bénéfique et augmenter la puissance du choc. En effet, à la fin de la compression la densité de la coquille de DT a fortement augmenté et elle est capable de stopper les électrons chauds dans sa partie externe [46]. L'augmentation de l'efficacité du choc par les électrons chauds n'est cependant pas encore bien comprise [47, 48]. Elle dépend des caractéristiques du faisceau d'électrons telles que son énergie et son spectre. On doit connaître l'intensité absorbée à la densité critique mais elle dépend du comportement des instabilités paramétriques. A ce stade, on conclut que l'intensité atteignant la densité critique est plus élevée que dans notre calcul.

Une étude plus approfondie de l'absorption non-linéaire a été effectuée par Klimo *et al.* [49] en utilisant des simulations PIC (Particle In Cell) mono-dimensionnelles sur des plasmas de grande longueur. En augmentant l'intensité de  $10^{15}$  à  $8 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, l'absorption reste aux alentours de 65% de l'énergie incidente. Cependant si à basse intensité l'absorption s'effectue par Bremsstrahlung inverse, ce mécanisme est peu à peu remplacé par des effets non collisionnels tels que la cavitation [50, 51] lorsque l'intensité du faisceau augmente.

En conclusion, nous avons estimé qu'une grande partie de l'intensité incidente atteint des densités allant jusqu'à environ  $0,45n_c$  dans le cas du profil de 300  $\mu m$  et jusqu'à environ  $0,3n_c$  dans le cas du profil de 750  $\mu m$ . Dans ce calcul, nous avons sur-estimé l'absorption. Les effets de la température du plasma et de l'intensité du faisceau réduisant son efficacité, l'intensité locale du faisceau sera plus forte en tout point du plasma. Conscient des limites de ce calcul, on peut maintenant utiliser ces profils d'intensité pour qualifier le comportement des instabilités par rapport aux différents seuils. On observe alors le cas le « moins » instable. Dans la suite, à partir de l'intensité locale calculée dans les deux profils, nous caractérisons le comportement des instabilités paramétriques. On détaille l'origine, puis le régime de croissance de chacune pour deux températures électroniques constantes le long du profil de densité.

## 1.2.2 Autofocalisation et filamentation

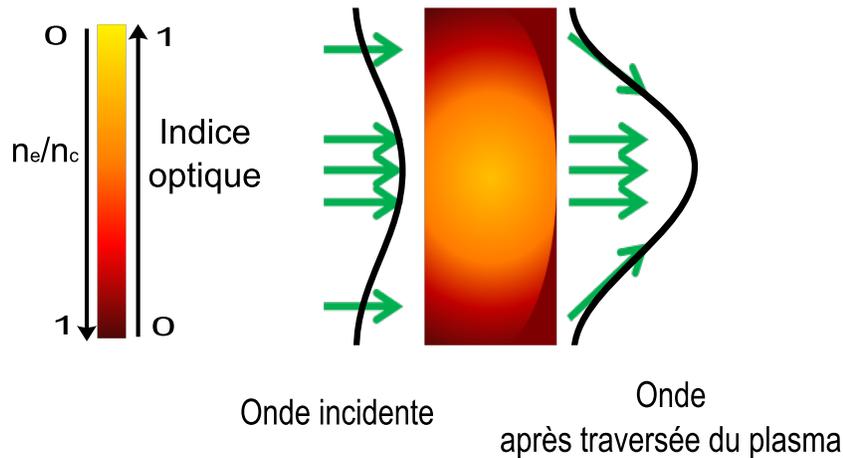
Ici, nous décrivons les phénomènes à l'origine de ces deux instabilités et les conditions d'intensité nécessaires à leur développement, dans le cas d'un faisceau lissé spatialement par lame de phase aléatoire. On compare ensuite les profils d'intensité locale obtenus dans le paragraphe 1.2.1.2 avec l'intensité critique définie pour la filamentation pondéromotrice.

### 1.2.2.1 Description et formules pratiques

L'autofocalisation d'un faisceau laser se produit à cause des inhomogénéités de densité, du laser ou de température, dans les dimensions transverses à la direction de propagation. La distribution d'intensité du laser possède des surintensités qui vont chasser la matière de deux façons différentes :

- par la force pondéromotrice ;
- par la pression thermique.

Dans les zones où l'intensité est la plus forte, la force pondéromotrice ou l'élévation de température expulse les électrons qui entraînent les ions de façon à maintenir la neutralité. L'indice optique  $\eta$  s'en trouve alors modifié,  $\eta \approx (1 - n_e/n_c)^{1/2}$ . Alors, le plasma se comporte comme une lentille et fait converger le faisceau localement. On schématise ce processus sur la figure 1.4.



**Figure 1.4.** Schéma de principe de développement de la filamentation dans un plasma.

Le mécanisme instable est le suivant : la tache focale incidente avec ses sur-intensités produit un gradient de densité transverse dans le plasma, le changement d'indice optique local accentue la figure de tavelure et ainsi de suite au cours de la propagation. Une fois que l'intensité locale est suffisamment élevée, la structure transverse du faisceau se brise en plusieurs filaments. Ce phénomène est qualifié de filamentation. Les filaments sont défléchis au cours de leur propagation dans le plasma modifiant la distribution d'intensité. Lorsqu'un faisceau est instable vis-à-vis de la filamentation et de l'autofocalisation, le nombre de point chauds et l'ouverture du faisceau augmentent. Ce phénomène a été observé dans les expériences [52, 53]

et les articles [54, 55, 56, 57] sont parmi les études théoriques et numériques les plus complètes.

Il existe un seuil en intensité au-delà duquel les mécanismes pondéromoteurs prennent le pas sur les effets thermiques pour le développement de la filamentation. On donne ici la formule en unités pratiques [8] :

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuil\ pond} \approx 2.10^{-4} \frac{(1 + \tau_i)^2 (n_e/n_c)}{T_e^3} \left( \frac{(Z_{eff}/\lambda_{laser}) \ln(\Lambda_{ei})}{(Z_{eff})^{1/2}} \right)^2, \quad (1.7)$$

où  $I_{14}\lambda^2 \approx \frac{I_0\lambda_{laser}}{(1-n_e/n_c)^{1/2}} \exp(-A)$  est l'intensité locale en unité de  $10^{14} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ ,  $\lambda_{laser}$  est exprimée en  $\mu\text{m}$ , les températures en keV,  $\tau_i = 3T_i/ZT_e$  et pour  $Z_{eff} \approx 4$ . Pour une longueur d'onde de  $0,351 \mu\text{m}$ , on trouve que le seuil est franchi pour des intensités supérieures à quelques  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ , ce qui signifie que la filamentation est principalement d'origine pondéromotrice. Dans ce régime, on définit une puissance critique  $P_c$  au-delà de laquelle la distribution d'intensité du faisceau d'interaction sera affectée par la filamentation et qui s'exprime de la façon suivante, d'après [8] :

$$P_c[\text{MW}] = 34T_e[\text{keV}] \frac{(1 - n_e/n_c)^{1/2}}{n_e/n_c}. \quad (1.8)$$

Il faut maintenant définir la surface dans laquelle on calcule la puissance du faisceau que l'on compare à  $P_c$ .

Sur toutes les grandes installations, l'emploi d'une lame de phase aléatoire [28, 29, 30] génère une distribution en intensité contrôlée composée de points chauds, "speckles" de dimensions bien inférieures au diamètre du faisceau et dont on connaît les caractéristiques. Pour un point chaud, on définit la largeur (dimension transverse à la propagation du faisceau) de cohérence ou rayon à mi-hauteur :

$$\rho_{speckle} = \frac{\lambda_0 f}{D}, \quad (1.9)$$

et la longueur de cohérence ou rayon à mi-hauteur selon l'axe de propagation :

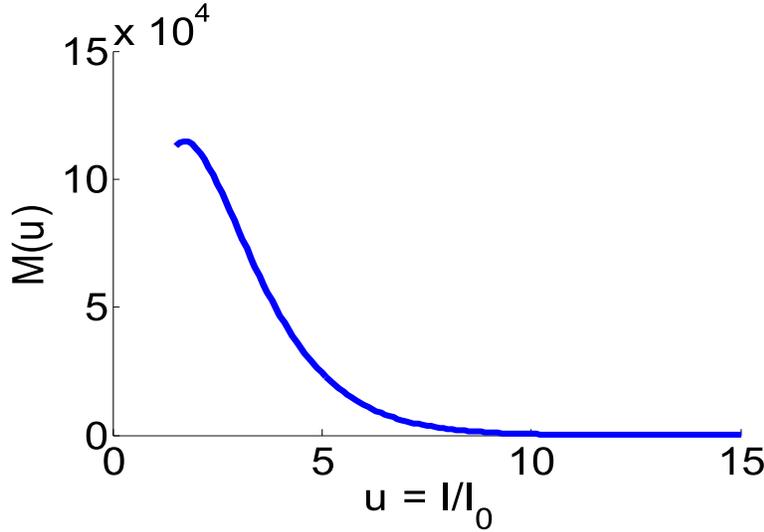
$$l_{speckle} = \frac{\pi \lambda_0 f^2}{D^2}, \quad (1.10)$$

en fonction de l'ouverture du faisceau  $f/D$  avec  $D$  le diamètre du faisceau parallèle sur l'optique de focalisation et  $f$  sa longueur focale. Pour savoir si le faisceau lissé est instable vis-à-vis de la filamentation, on doit comparer  $P_c$  avec la puissance contenue dans un point chaud  $P_{speckle}$ . Si  $P_{speckle}$  est supérieure à  $P_c$ , cela signifie que dans ce point chaud, l'autofocalisation l'emporte sur la diffraction due à la dimension transverse finie et on observera de la filamentation. En première approximation, on compare  $P_c$  avec  $P_0 = I_0[\text{W/cm}^2] \pi (\rho_{speckle}[\text{cm}^2])^2$  qui correspond à la puissance contenue dans un point chaud d'intensité moyenne  $I_0$ . Cependant, la lame de phase aléatoire crée une distribution en intensité et il existe des points chauds

d'intensité supérieure à  $I_0$ . Le calcul du nombre de points chauds  $\langle M(u) \rangle$  contenant l'intensité  $u = \frac{I_{speckle}}{I_0} > 1,5$  est donné en trois dimensions dans le volume  $V$  par [58] :

$$\langle M(u) \rangle = \frac{20|V|[\mu\text{m}^3] |\det \Lambda|^{1/2}}{3\pi^{5/2}(2\sigma^2)^{3/2}} \left( u^{3/2} - \frac{3}{10}u^{1/2} \right) \exp(-u), \quad (1.11)$$

avec  $\sigma^2 = I_0[\text{W}/\text{cm}^2]/2$  et  $|\det \Lambda|^{1/2} = \frac{(I_0[\text{W}/\text{cm}^2])^{3/2}\pi^4}{64\sqrt{6}\rho_{speckle}^2[\mu\text{m}^2]l_{speckle}[\mu\text{m}]}$ .



**Figure 1.5.** Nombre de points chauds contenus dans un volume  $1 \text{ mm}^3$  (3D) de plasma en fonction de leur intensité, pour une RPP utilisée sur une grande installation de fusion.  $\lambda_0 = 351 \mu\text{m}$  et l'ouverture des faisceaux est  $f/8$ .

La figure 1.5 montre le nombre de points chauds en fonction de leur intensité dans un volume de  $1 \text{ mm}^3$  pour un faisceau  $f/8$  à  $0,351 \mu\text{m}$ . La géométrie de l'optique de focalisation et le volume focal influent sur les valeurs de cette distribution mais pas sur la forme de cette dernière. On observe qu'elle chute fortement pour les speckles contenant plus de cinq fois l'intensité moyenne pour atteindre zéro à treize fois l'intensité moyenne.

En conclusion, le calcul de  $P/P_c$  effectué en utilisant la puissance moyenne ne suffit pas pour déterminer l'importance de la filamentation. Il faut prendre en compte des points chauds possédant jusqu'à cinq fois la puissance moyenne.

### 1.2.2.2 Application au plasma coronal

Les dimensions typiques d'un point chaud sur les grandes installations laser de fusion sont de  $\rho_{speckle} \approx 2,5 \mu\text{m}$  et  $l_{speckle} \approx 110 \mu\text{m}$ , correspondant à un laser avec une longueur d'onde de  $0,351 \mu\text{m}$  focalisé par une optique  $f/8$ .

Connaissant l'intensité locale pour les quatre profils types et les dimensions des points chauds, nous calculons le paramètre  $P_0/P_c$  en fonction de la position dans le plasma sur la figure 1.6. On considère trois intensités croissantes de  $5 \cdot 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $5 \cdot 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$  et

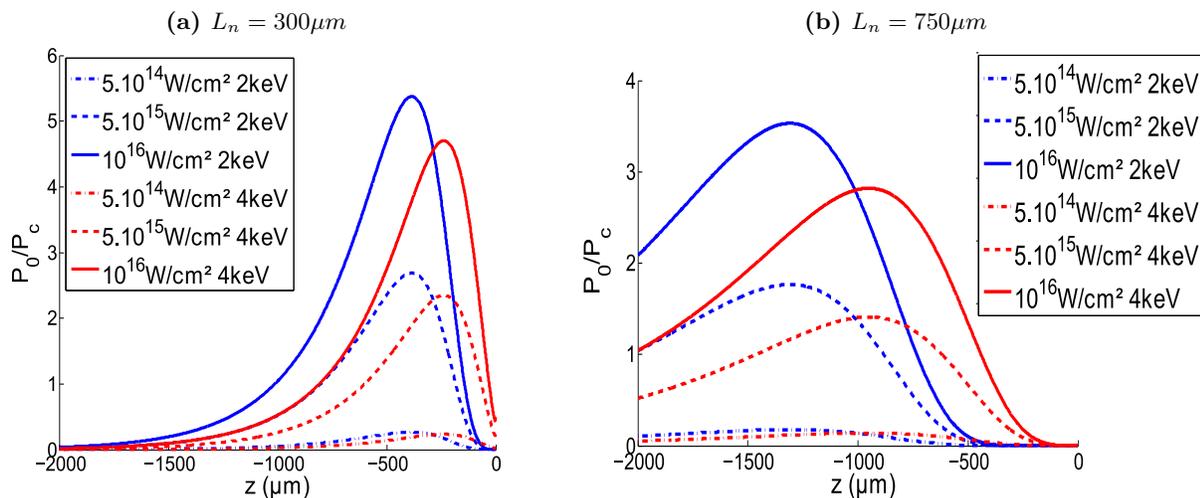
$10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Nous n'utilisons pas d'intensité supérieure, car le rapport  $P_0/P_c$  dépasse déjà l'unité.

L'intensité de  $5 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> est parmi les plus faibles envisagées pour le pic d'intensité de l'allumage par choc. Dans le profil de longueur de gradient de  $300 \mu\text{m}$  et pour une température de 2 keV,  $P_0/P_c$  atteint son maximum de 2,6 à  $400 \mu\text{m}$  de la densité critique. Si la température est de 4 keV, le maximum de 2,3 est atteint à  $230 \mu\text{m}$  de la densité critique. Pour les deux températures,  $P_0/P_c$  reste supérieur à l'unité sur une longueur de plasma de  $600 \mu\text{m}$ .

Pour le profil de densité ayant une longueur de gradient de  $750 \mu\text{m}$ , à une température de 2 keV,  $P_0/P_c$  atteint son maximum de 1,7 à  $1300 \mu\text{m}$  de la densité critique. A 4 keV, le maximum de 1,4 se situe à  $930 \mu\text{m}$ .  $P_0/P_c$  est supérieur à l'unité sur une longueur de plasma de  $1000 \mu\text{m}$  à 2 keV et de  $700 \mu\text{m}$  à 4 keV.

Nous avons également représenté  $P_0/P_c$  pour une intensité de  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. On considère cette intensité comme des points chauds deux fois plus intenses dus à la présence de la lame de phase sur le faisceau d'intensité moyenne de  $5 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. On remarque qu'ils contiennent une puissance supérieure à la puissance critique sur une zone de plus d'un millimètre de plasma quel que soit le profil considéré.

Enfin, nous avons utilisé une intensité de  $5 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> qui correspond à l'intensité maximale envisagée pour la phase de compression. On constate que le maximum de  $P_0/P_c$  atteint est d'environ 0,2 pour un profil de densité de  $300 \mu\text{m}$  d'une température de 2 keV. Seul les points chauds contenant cinq fois l'intensité moyenne seront instables vis-à-vis de la filamentation.



**Figure 1.6.** Calcul du paramètre  $P_0/P_c$  dans un speckle pour trois intensités différentes en fonction de la position selon l'axe de propagation du laser dans le plasma.

En résumé, la puissance critique est dépassée dès les plus basses intensités envisagées pour

le pic d'intensité laser avec  $P_0/P_c \approx 1$  en considérant l'intensité moyenne et  $P_0/P_c$  plusieurs fois supérieurs à un, pour des points chauds ne contenant que  $2I_0$ . Plus le gradient de densité est raide ( $L_n$  faible) et plus le rapport  $P_0/P_c$  maximal est grand. Cependant, ce maximum est atteint pour des distances plus proches de la densité critique que dans le cas d'un gradient plus doux, et  $P_0/P_c$  reste supérieur à l'unité sur une distance plus petite, ce qui limite l'éclatement angulaire. La température initiale du plasma de couronne semble peu influencer sur le profil d'intensité local. A 4 keV,  $P_0/P_c$  atteint son maximum plus près de la densité critique et il reste supérieur à l'unité sur une distance plus petite que pour un plasma de 2 keV. Il s'agit ici d'un faisceau de  $5 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et de points chauds possédant deux fois la puissance moyenne.

Pour toutes les intensités du pic de l'allumage par choc et quelles que soient les conditions hydrodynamiques, la filamentation et l'autofocalisation vont modifier la distribution spatiale du faisceau. Cela a pour effet de créer des sur-intensités dans lesquelles les instabilités de diffusion stimulée peuvent se développer. Dans la suite nous présentons ces différentes instabilités ainsi que leur régime de croissance.

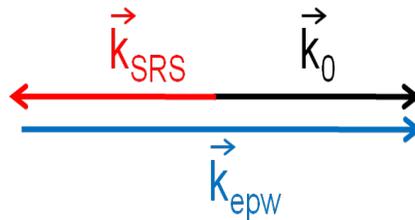
### 1.2.3 Instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée

L'instabilité Raman consiste en la décomposition de l'onde laser ( $\omega_0, \mathbf{k}_0$ ) ou onde de pompe, en deux ondes filles, une onde électromagnétique diffusée ( $\omega_{SRS}, \mathbf{k}_{SRS}$ ) et une onde plasma électronique ( $\omega_{epw}, \mathbf{k}_{epw}$ ). Les conditions de résonance associées sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_{SRS} + \omega_{epw}, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_{SRS} + \mathbf{k}_{epw}.\end{aligned}\tag{1.12}$$

#### 1.2.3.1 Schéma de rétrodiffusion

La diffusion Raman stimulée peut se produire dans toutes les directions tant que les conditions de résonance sont satisfaites. La configuration que l'on observe expérimentalement, et qui correspond au cas généralement le plus instable, est représentée sur la figure 1.7. Elle correspond au couplage de l'onde incidente laser avec une onde plasma électronique et une onde électromagnétique rétrodiffusée.



**Figure 1.7.** Schéma des vecteurs d'onde de l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée

Les relations de dispersion des ondes sont :

$$\omega_{0,SRS}^2 = k_{0,SRS}^2 c^2 + \omega_{pe}^2, \quad (1.13)$$

$$\omega_{epw}^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_{epw}^2 v_{Te}^2, \quad (1.14)$$

avec  $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$  la fréquence plasma électronique et  $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$  la vitesse thermique électronique. Tout d'abord on constate que les relations 1.13 et 1.14 associées aux conditions de résonance ne peuvent être satisfaites que dans un plasma où  $n_e/n_c \leq 1/4$ . Ensuite on calcule, à partir des conditions de résonance 1.12 et des relations de dispersion 1.13 - 1.14, les différents vecteurs d'onde en négligeant les corrections thermiques ( $\omega_{epw} \approx \omega_{pe}$ ) :

$$k_0 = \omega_0 / c \left( 1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2}, \quad (1.15)$$

$$k_{SRS} = \omega_0 / c \left( 1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

$$k_{epw} = \omega_0 / c \left[ \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \left( 1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \right)^{1/2} \right]. \quad (1.17)$$

Enfin, on relie la longueur d'onde rétrodiffusée à la densité électronique en utilisant la condition de résonance sur les fréquences 1.12 et la relation de dispersion des ondes plasma électronique 1.14, où l'on néglige à nouveau les corrections liées à la température :

$$\frac{n_{SRS}}{n_c} \approx \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{SRS}} \right)^2. \quad (1.18)$$

Cette relation permet de localiser l'endroit dans le plasma où l'instabilité Raman se développe et de caractériser la densité du plasma à cet endroit. Si le plasma est homogène, on mesure la densité de ce dernier. Elle est valable tant que l'instabilité Raman se développe en régime linéaire. Il existe différents régimes de croissance pour une instabilité.

### 1.2.3.2 Constante de couplage, et régimes d'instabilités en plasma homogène

En comparant les taux d'amortissement des ondes filles  $\nu_{epw}$ ,  $\nu_{SRS}$ , leur vitesse de groupe  $V_{gepw}$ ,  $V_{gSRS}$  et la valeur de la constante de couplage  $\gamma_{0,SRS}$ , on connaît la nature de la croissance de l'instabilité. En effet la constante de couplage correspond au taux de croissance de l'instabilité sans amortissement. Ainsi, dans le cas d'un plasma homogène infini, où on prend en compte les amortissements des ondes filles, il existe trois régimes caractérisant cette croissance.

- Le système paramétrique est stable si  $\gamma_{0,SRS} < (\nu_{SRS} \nu_{epw})^{1/2}$ .
- Si  $(\nu_{SRS} \nu_{epw})^{1/2} < \gamma_{0,SRS} < \frac{1}{2} \nu_{epw} \left( \frac{V_{gSRS}}{V_{gepw}} \right)^{1/2}$ , l'instabilité croît de façon convective : l'amortissement des ondes filles est fort et l'instabilité se développe au cours de la propagation de l'onde, il s'agit d'une amplification spatiale. On peut alors définir un gain spatial qui correspond à l'amplification des ondes filles au cours de leur propagation.

- Enfin, si  $\gamma_{0,SRS} > \frac{1}{2}\nu_{epw}\left(\frac{V_{gSRS}}{V_{gcpw}}\right)^{\frac{1}{2}}$  et que les ondes filles se propagent en sens contraire, l'instabilité croît localement de façon exponentielle en temps.

La constante de couplage de l'instabilité de diffusion Raman  $\gamma_{SRS}$  est définie par :

$$\gamma_{0,SRS} = \frac{1}{4}k_{epw}v_0\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{SRS}}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.19)$$

Elle dépend linéairement de  $k_{epw}$ , elle est donc maximale lorsque le vecteur de l'onde plasma électronique est maximal. D'après la figure 1.7 représentant la géométrie nécessaire à la résonance des trois ondes, cela correspond au cas de la rétrodiffusion. Dans cette configuration, on écrit  $\gamma_{SRS}$  en unités pratiques :

$$\gamma_{0,SRS}(\text{ps}^{-1}) = 8,05 \frac{(n_e/n_c)^{\frac{1}{4}}(I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}}}{\lambda_0}. \quad (1.20)$$

De façon pratique, on peut exprimer les deux conditions de seuil des régimes convectif et absolu en fonction de l'intensité locale. On obtient, en unités de  $10^{14} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ , dans le cadre d'un plasma homogène :

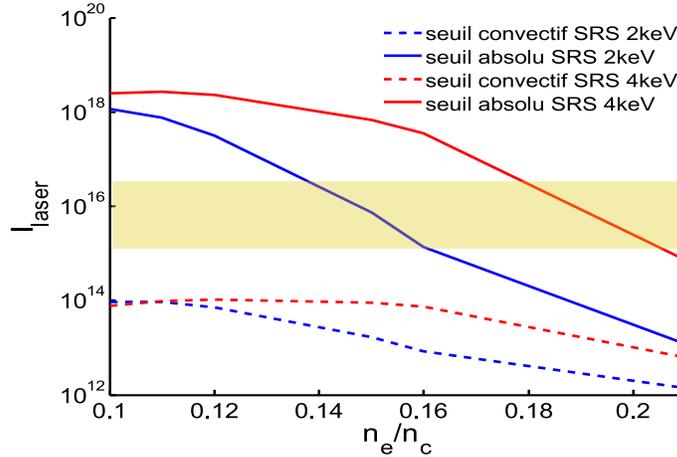
$$(I_{14}\lambda^2)_{SRS \text{ conv}} \approx 4,1 \cdot 10^{-5} \frac{(n_e/n_c)^{\frac{5}{2}} \text{Ln}\Lambda_{ib} \text{Ln}\Lambda_{ei} (Z_{eff}/\lambda_0)^2}{T_e^3 (1 - (n_e/n_c)^{\frac{1}{2}})^2}, \quad (1.21)$$

$$(I_{14}\lambda^2)_{SRS \text{ abs}} \approx 0,87 \cdot 10^{-3} \left( \frac{(n_e/n_c) \text{Ln}\Lambda_{ei} (Z_{eff}/\lambda_0)}{T_e^2} \right)^2 \frac{(1 + \nu_{epwL}/\nu_{epwC})^2 (k_{SRS}c/\omega_0)}{(k_{epw}c/2\omega_0)^3}, \quad (1.22)$$

$$l_{SRS}[\mu\text{m}] = 6,34\lambda_0 \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{(n_e/n_c)^{\frac{1}{2}} (I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}}} \left[ \frac{(k_{SRS}c/\omega_0)}{(k_{epw}c/2\omega_0)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.23)$$

avec  $\text{Ln}\Lambda_{ib} = \text{Ln}(\Lambda_{ei}(n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}/(1 - (n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}))$ . On présente sur la figure 1.8 les ordres de grandeur des seuils convectif et absolu en fonction de la densité du plasma pour des températures de 2 et 4 keV et un laser à  $351 \mu\text{m}$ . On remarque que des intensités de l'ordre de  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  dépassent les seuils convectifs pour toutes les densités considérées. Quant au seuil absolu, il décroît fortement lorsque l'on augmente la densité, l'amortissement des ondes plasmas électroniques étant plus faible. La longueur critique est de quelques microns ce qui est inférieur à la longueur de cohérence des points chauds. Ainsi l'instabilité Raman est susceptible de se développer en régime absolu à l'approche de la densité quart-critique.

Cependant, la valeur des seuils est établie pour des plasmas homogènes infinis où l'instabilité de diffusion Raman ne peut être absolue qu'au voisinage du quart critique [8]. L'information principale réside dans le constat que l'intensité du pic d'allumage par choc est très supérieure aux seuils de croissance convectifs quelle que soit la température du plasma de couronne. On s'attend au minimum à une amplification spatiale pour laquelle on peut calculer un gain linéaire. On doit pour cela prendre en compte l'inhomogénéité du plasma.



**Figure 1.8.** Seuils convectif (traits pointillés) et absolu (trait plein) de l’instabilité de diffusion Raman stimulée en fonction de la densité électronique dans un plasma homogène de 2 et 4 keV avec  $\lambda = 0,351 \mu\text{m}$ . Le rectangle jaune correspond à des intensités comprises entre  $2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et  $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ .

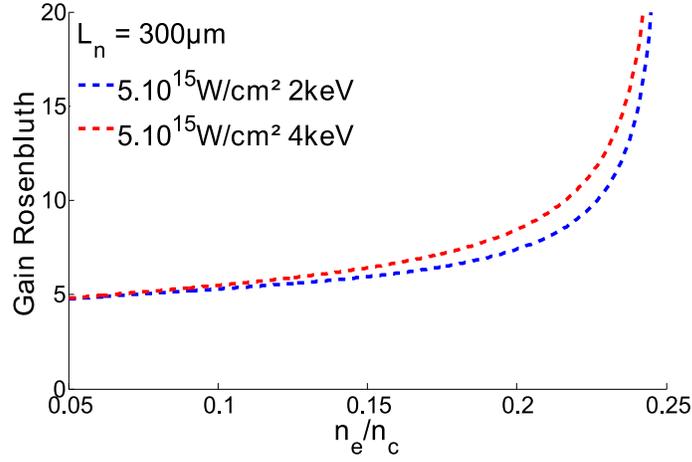
### 1.2.3.3 Cas d’un plasma inhomogène et calculs de gains dans le plasma de couronne

Nous avons vu précédemment que l’intensité du pic est suffisante pour que l’on se situe dans le domaine convectif. Dans ces conditions on définit un gain linéaire appelé gain de Rosenbluth [59] noté  $A_{Ros}^{SRS}$  qui décrit l’amplification spatiale limitée par l’inhomogénéité du plasma en dehors du voisinage de la densité quart-critique. Il vaut en unités pratiques :

$$A_{Ros}^{SRS} = 7,2 \cdot 10^{-4} (I_{14} \lambda^2) \left( \frac{L_n}{\lambda_0} \right) \left( \frac{(k_{epw} c / 2\omega_0)^2}{k_{SRS} c / \omega_0} \right). \quad (1.24)$$

Ce gain est régi par la longueur de gradient  $L_n = \left( \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} \right)^{-1}$  avec z la direction de propagation du laser. Cette dépendance implique que pour un profil plus raide, la longueur de gradient diminue et le gain de Rosenbluth Raman aussi. On trace l’évolution du gain lors de la propagation du faisceau dans le plasma sur la figure 1.9, dans le cas d’une longueur de gradient de  $300 \mu\text{m}$  et d’une intensité de  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . On compare alors les courbes de gain pour deux températures. Il reste autour de 5 dans les deux cas, seule la diminution de l’efficacité de l’absorption à haute température fait que pour une même densité, le gain est supérieur vers les plus fortes densités. On sait que notre calcul d’absorption minimise les effets de température, l’intensité locale étant plus forte. Cependant cet effet est important au-delà de la densité quart-critique où l’instabilité de diffusion Raman ne se développe pas (cf 1.16).

Ces valeurs sont similaires à celles attendues dans les profils hydrodynamiques [49, 19]. La connaissance du gain permet d’estimer dans le cadre de la théorie linéaire, l’importance de la réflectivité due à une instabilité selon  $P_{reflechie} = B \exp(A_{Ros}^{SRS})$  où B est la diffusion sur



**Figure 1.9.** Gain de Rosenbluth de la diffusion Raman stimulée en fonction de la densité électronique pour un profil de densité ayant une longueur de gradient de  $300 \mu\text{m}$ .

le bruit thermique du plasma. Le bruit thermique du plasma est le plus difficile à estimer. On admet [60] qu'un gain de 25-30 est synonyme d'une réflectivité saturée en supposant  $B = 10^{-10}$ . Ainsi, un gain supérieur à 30 traduit un risque élevé de forte réflectivité. Il est de l'ordre de 5 dans le cas de l'instabilité Raman dans le profil de densité inhomogène de l'allumage par choc. Le risque de perte d'énergie liée à l'instabilité de rétrodiffusion Raman stimulée est faible dans le cadre de la théorie linéaire, mais la validité du calcul est limitée principalement dans les parties à très faible densité et au voisinage de la densité quart-critique.

Au voisinage de  $n_c/4$ , le calcul du gain n'est plus valide, l'approximation d'enveloppe étant fautive à proximité de la résonance de l'onde diffusée. Cependant à cet endroit l'instabilité Raman peut se développer de façon absolue. Il faut pour cela que l'intensité locale soit supérieure au seuil défini par l'équation 1.22 et que la longueur sur laquelle l'instabilité peut croître soit supérieure à une longueur critique  $l_c$ . Le seuil absolu est réduit à proximité de la résonance et peut permettre le développement absolu de l'instabilité comme présenté plus loin dans la partie 1.2.5.

Dans la partie du profil à faible densité électronique, l'amortissement Landau des ondes plasma électroniques devient très important. On considère qu'au-delà de  $k_{epw}\lambda_{De} \approx 0,3$ , les ondes plasmas électroniques ne peuvent pas se développer. Le paramètre  $k_{epw}\lambda_{De}$  correspond au produit du vecteur d'onde plasma électronique et de la longueur de Debye  $\lambda_{De} = v_{Te}/\omega_{pe}$ . Il vaut :

$$k_{epw}\lambda_{De} = \frac{v_{Te}}{v_{\phi epw}}, \quad (1.25)$$

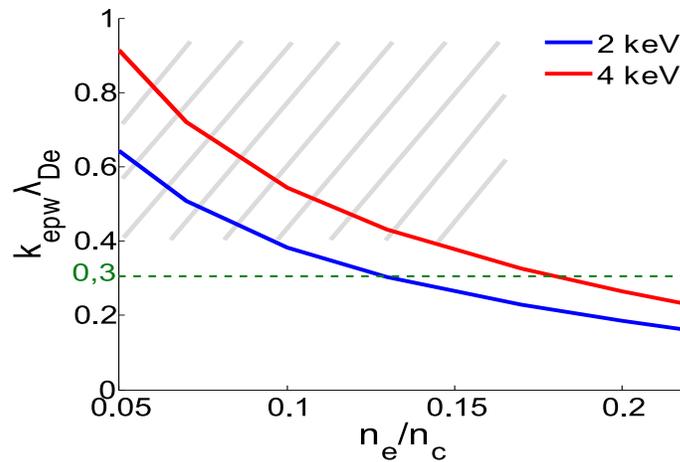
soit en unités pratiques :

$$k_{epw}\lambda_{De} = 8,84 \cdot 10^{-2} \left( \frac{T_e}{n_e/n_c} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{k_{epw}}{2\omega_0/c}. \quad (1.26)$$

Cette formule n'est plus valable lorsque  $\omega_{epw} \approx \omega_{pe}$  n'est plus vérifié *i.e.*  $k_{epw}\lambda_{De} \geq 0,4$ . Si  $k_{epw}\lambda_{De} \geq 0,3$ , l'instabilité de diffusion Raman stimulée se trouve alors dans le régime cinétique.

#### 1.2.3.4 Croissance de l'instabilité de diffusion Raman stimulée en régime cinétique

Dans la partie très sous dense de la couronne où  $k_{epw}\lambda_{De} \geq 0,3$ , l'instabilité peut se trouver dans le régime d'inflation [61, 62]. Dans ce régime, la présence d'onde plasma électronique peut modifier la fonction de distribution électronique. Les électrons possédant une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde plasma sont accélérés ou décélérés. Ce phénomène résonant induit un aplanissement local de la fonction de distribution des vitesses électroniques autour de la vitesse de phase de l'onde plasma. Cette modification réduit l'amortissement Landau donc l'onde de Langmuir est moins amortie et l'instabilité de diffusion Raman stimulée peut croître. Ainsi, on peut observer des réflectivités importantes alors que le facteur de gain linéaire est faible. On trace sur la figure 1.10 la valeur du paramètre  $k_{epw}\lambda_{De}$  pour différentes densités électroniques dans la couronne pour les deux températures.

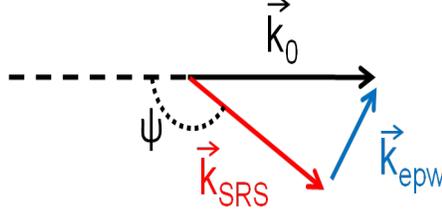


**Figure 1.10.** Valeur du paramètre  $k_{epw}\lambda_{De}$  en fonction de la densité électronique dans le plasma coronal. La longueur d'onde du laser est de  $0,351 \mu\text{m}$ .

On s'aperçoit que la majeure partie de la couronne sous quart-critique se situe dans un domaine de  $k_{epw}\lambda_{De} > 0,3$ . Ce qui veut dire que la diffusion Raman stimulée ne peut se produire qu'en régime d'inflation sur une grande partie de la couronne. La croissance du Raman dans ce régime a été mise en évidence dans des simulations PIC à deux dimensions avec lame de phase pour les intensités pertinentes de l'allumage par choc par Yin et al. [63]. La réflectivité Raman montre des pics de réflectivité de durée inférieure à la picoseconde. Ainsi, malgré le gain modéré de l'instabilité Raman, la puissance réfléchie pourrait être importante, mais il n'existe pas d'étude expérimentale de la croissance de l'instabilité de diffusion Raman stimulée en régime cinétique à haute intensité.

### 1.2.4 Instabilité de diffusion Raman stimulée vers l'avant

Nous avons détaillé le cas de la rétrodiffusion qui constitue la configuration la plus instable. Cependant la diffusion liée à l'instabilité Raman peut se produire selon tous les angles  $\psi$  définis par rapport à l'axe de propagation du laser comme présenté sur la figure 1.11. Les conditions de résonance sont toujours celles de l'équation 1.12.



**Figure 1.11.** Schéma des vecteurs d'onde pour l'instabilité Raman vers l'avant.

On peut normaliser les seuils et les constantes de couplage à celle obtenue dans le cas de la rétrodiffusion en multipliant l'équation 1.19 par un facteur de normalisation :

$$C(n_e/n_c) = \left( \frac{\omega_0}{\omega_{SRS}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{k_{epw}}{2(\omega_0/c)} \right). \quad (1.27)$$

Il vaut un dans le cas de la rétrodiffusion avec l'approximation  $n_e/n_c \ll 1$ . Pour plus de détail sur la diffusion Raman à angle, un traitement complet est donné dans [8]. Dans la suite, on s'intéresse au cas particulier de la diffusion vers l'avant.

#### 1.2.4.1 Régime de croissance de l'instabilité en plasma homogène.

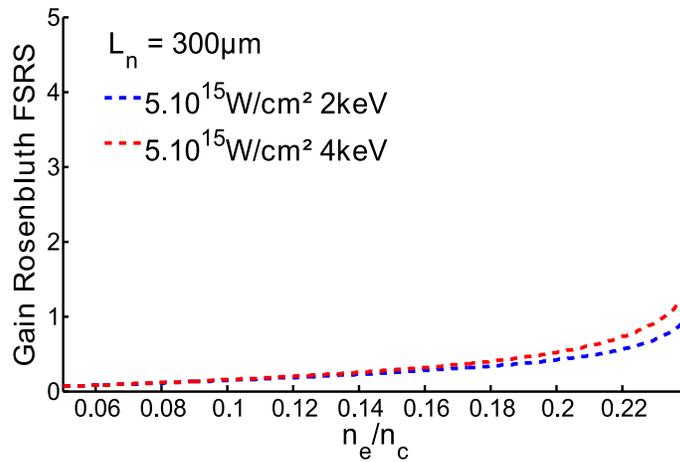
L'antédiffusion ( $\psi = \pi$ ) Raman ou forward SRS (FSRS) n'est pas décrite de la même façon que la rétrodiffusion car la condition  $|1 + \cos\psi| \gg (n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}$ , ayant permis d'obtenir  $k_{epw}$  en rétrodiffusion, n'est plus valide. La nouvelle valeur du vecteur d'onde dans le cas de l'antédiffusion est  $k_{epw,FSRS} = \frac{\omega_0}{c} \left( \frac{n_e}{n_c} \right)^{\frac{1}{2}}$ . La constante de couplage est également modifiée par rapport au cas de la rétrodiffusion, elle vaut :

$$\gamma_{0,FSRS}[ps^{-1}] = 4(n_e/n_c)^{\frac{3}{4}} (I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.28)$$

L'instabilité ne peut être de nature absolue car les ondes filles se propagent dans la même direction et on définit le seuil convectif :

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuil\ FSRS\ convectif} = 1,61 \cdot 10^{-4} \frac{(n_e/n_c)^{\frac{3}{2}} \text{Ln}\Lambda_{ib} \text{Ln}\Lambda_{ei} (Z_{eff}/\lambda_0)}{T_e^3}, \quad (1.29)$$

en unités de  $10^{14} \text{ W/cm}^2/\mu\text{m}^2$ . Ce seuil est inférieur à celui de la rétrodiffusion. La diffusion Raman vers l'avant peut alors se développer pour de plus faibles intensités. Toutes les intensités envisagées pour le pic d'impulsion de l'allumage par choc étant supérieures à ce seuil, on peut calculer le gain de Rosenbluth 1.24 en utilisant  $k_{epw,FSRS}$ .



**Figure 1.12.** Gain de Rosenbluth de la diffusion Raman stimulée vers l’avant en fonction de la densité électronique pour un profil de densité ayant une longueur de gradient de 300  $\mu\text{m}$ .

La figure 1.12 présente la courbe de gain en fonction de la densité. Elle augmente avec cette dernière : elle passe de 0,1 à 1 entre 0,05 et 0,24 $n_c$ . La distinction entre les courbes réalisées pour une température électronique de 2 et 4 keV ne se fait qu’au-delà de 0,2 $n_c$ . Les valeurs de gain correspondant à des densités voisines de la densité quart-critique ne sont pas présentées car la formule  $n'y$  est pas valable.

Si on compare le gain de l’antédiffusion avec celui de la rétrodiffusion pour l’instabilité Raman, on constate qu’il est très inférieur pour la diffusion vers l’avant malgré un seuil convectif plus faible. L’augmentation de la température initiale de la couronne n’influe presque pas sur ce mécanisme car, comme dans le cas de la rétrodiffusion, l’intensité locale dans la partie sous-quart-critique est très similaire pour les deux températures.

On s’intéresse à ce mécanisme car il est capable d’accélérer des électrons jusqu’à des vitesses très importantes. En effet, l’onde plasma électronique qui satisfait les conditions de résonance possède une vitesse de phase  $v_{\phi epw}$  de l’ordre de :

$$v_{\phi epw} \approx \frac{v_{Te}}{k_{epw} \lambda_{De}}. \quad (1.30)$$

On obtient une onde plasma relativiste qui peut accélérer des électrons à des vitesses très importantes par le phénomène de piégeage [64]. L’efficacité de ce mécanisme est difficile à prévoir étant donné qu’il dépend du taux de croissance de l’instabilité de diffusion vers l’avant. Cependant, l’énergie maximale des électrons créés ne dépasse pas plusieurs dizaines de MeV [65] pour des intensités laser supérieures, de l’ordre de  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ , avec des gains de l’instabilité de diffusion Raman vers l’avant supérieurs à 10. Dans le cas de l’allumage par choc, cette accélération sera moins efficace étant donné les gains plus petits et les électrons accélérés ne seront pas suffisamment nombreux pour modifier la force du choc.

### 1.2.5 Instabilité générant des électrons chauds au voisinage de la densité électronique quart-critique

Dans cette partie, nous présentons de façon succincte deux processus qui se produisent au voisinage de la densité quart-critique et qui ont été observés dans les simulations. Il s'agit d'effets très localisés qui sont à l'origine de la génération d'électrons chauds pouvant modifier le choc. On ne détaillera pas le mécanisme d'accélération des électrons qui est le même que celui présenté précédemment pour la diffusion Raman vers l'avant.

#### 1.2.5.1 Processus Raman absolu

A  $n_c/4$ , le vecteur d'onde rétrodiffusé (1.16) tend vers zéro ce qui rend l'utilisation de l'approximation d'enveloppe incorrecte. Il a été montré par [66, 67] que si le critère

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuil\ abs\ n_c/4}[10^{14}\text{ W/cm}^2/\mu\text{m}^2] > 1,2 \cdot 10^3 (\lambda_0/L_n)^{\frac{4}{3}} \quad (1.31)$$

est satisfait, alors l'instabilité Raman croît en régime absolu à cet endroit. Si on considère la condition la moins instable de l'allumage par choc avec une longueur de gradient de  $300\ \mu\text{m}$ , on trouve un seuil de  $1,25 \cdot 10^{14}\text{ W/cm}^2$  ce qui est inférieur à l'intensité la plus basse envisagée du pic d'intensité. L'instabilité de diffusion Raman stimulée croît en régime absolu au voisinage de la densité quart-critique dans le plasma de couronne de l'allumage par choc. La signature de la présence de ce mécanisme est l'observation d'une longueur d'onde de  $2\lambda_0$  dans le spectre rétrodiffusé.

Dans les simulations PIC [68, 33], la cavitation *i.e.* l'apparition de trous de densité localisés autour de la densité quart-critique, va avoir pour conséquence d'améliorer l'absorption. Un autre effet consiste en un lissage de la tache focale par ces fortes modulations transverses de densité qui agiraient comme une lame de phase ce qui réduit l'instabilité Brillouin au-delà de  $n_c/4$ . Cependant, le passage de simulation d'une à deux dimensions réduit l'impact des cavitons qui sont plus petits et moins nombreux. L'apparition de la cavitation est apparentée dans le cas de l'allumage par choc aux effets cumulés du Raman absolu et du mécanisme de décomposition à deux plasmons décrit ci-après.

#### 1.2.5.2 Décomposition à deux plasmons

Cette instabilité consiste en la décomposition de l'onde laser en deux ondes plasma électroniques. Les conditions de résonances sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_{epw1} + \omega_{epw2}, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_{epw1} + \mathbf{k}_{epw2}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Connaissant l'équation des ondes plasmas électroniques 1.14 on trouve que  $\omega_0 \approx 2\omega_{pe}$ . Cette relation n'est satisfaite qu'au voisinage de la densité quart-critique. Autrement dit, l'instabilité de décomposition à deux plasmons (TPD pour Two-Plasmon Decay) ne peut se développer

que dans une très petite région de densité  $0,2n_c < n_e \leq n_c/4$  et elle est affectée principalement par le profil de densité à cet endroit. L'expression du seuil absolu en intensité pour le cas le plus instable ne dépend que de la température et de la longueur de gradient. Il s'écrit :

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuilTPD}[10^{14} \text{ W/cm}^2/\mu\text{m}^2] = 82 \frac{T_e[\text{keV}]}{L_n[\mu\text{m}]/\lambda_0[\mu\text{m}]} \quad (1.33)$$

Dans les conditions d'un plasma de couronne d'allumage par choc, l'intensité du pic est toujours au-dessus du seuil convectif donné par [69]. L'intensité nécessaire pour être en régime de croissance absolue donnée par l'équation 1.33, est de  $2,4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  dans le cas le moins instable avec  $L_n = 300 \mu\text{m}$  et  $T_e = 4 \text{ keV}$  pour un laser de longueur d'onde  $\lambda_0 = 0,351 \mu\text{m}$ . On s'attend donc à observer du TPD en régime absolu dans le cadre de l'allumage par choc.

Ce processus de décomposition seul ne donne pas lieu à une onde diffusée qui permettrait de détecter sa présence. Cependant la diffusion de l'onde laser incidente sur les ondes plasmas électroniques filles génère les harmoniques  $\omega_0/2$  et  $\frac{3}{2}\omega_0$ . Les directions selon lesquelles elles sont émises sont difficiles à déterminer. En effet, la combinaison entre les vecteurs d'onde plasma électronique qui satisfont les conditions de résonance et les différentes géométries possibles de diffusion impliquent de nombreuses possibilités pour la direction d'observation. De plus, l'ouverture du faisceau augmente les directions possibles d'émission. Enfin, les réflexions multiples que peuvent subir les harmoniques et l'amortissement des ondes plasma tendent également à homogénéiser le diagramme angulaire d'émission des harmoniques.

Il existe de nombreuses études sur ce sujet réalisées avec des géométries d'irradiation et d'observation différentes [70, 71, 18]. Le résultat principal consiste en l'observation de l'émission des harmoniques dans toutes les directions avec l'existence de maxima pour des angles qui dépendent de la géométrie.

En plus de la génération d'harmoniques, les ondes plasmas filles vont accélérer des électrons chauds dans la direction du vecteur d'onde par les mêmes mécanismes que le Raman avant.

En conclusion, les instabilités se produisant au voisinage de la densité critique telles que le Raman absolu et le TPD sont attendues étant donné l'intensité du faisceau de création de choc. Elles sont à l'origine d'une production d'électrons supra-thermiques qui peut influencer sur l'efficacité du choc comme nous l'avons discuté dans la partie 1.2.1.3. Un des signes de leur présence est l'émission d'harmoniques laser à  $\omega_0/2$  ou  $3\omega_0/2$ . Expérimentalement, nous rechercherons la longueur d'onde  $2\lambda_0$  selon l'axe de rétrodiffusion qui est le signe d'une activité des processus à  $n_c/4$  [72]. La caractérisation du faisceau d'électrons nécessite des modifications des cibles avec l'insertion de traceurs. Nous avons donc choisi de ne pas les étudier.

La dernière instabilité de diffusion que nous allons présenter est l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée.

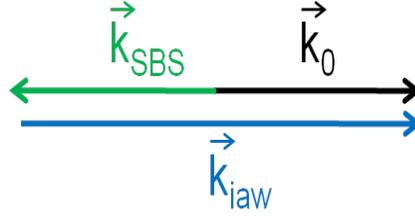
### 1.2.6 Instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée

L'instabilité Brillouin est la décomposition de l'onde laser incidente en une onde électromagnétique diffusée et une onde acoustique ionique. A la résonance, les pulsations et vecteurs d'onde des trois ondes couplées satisfont :

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_{SBS} + \omega_{iaw}, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_{SBS} + \mathbf{k}_{iaw}.\end{aligned}\tag{1.34}$$

#### 1.2.6.1 Schéma de rétrodiffusion

De même que pour l'instabilité de diffusion Raman stimulée, la géométrie la plus instable correspond à la rétrodiffusion Brillouin stimulée comme présenté sur la figure 1.13.



**Figure 1.13.** Schéma des vecteurs d'onde pour l'instabilité Brillouin

Les relations de dispersion correspondant aux ondes électromagnétiques et à l'onde acoustique ionique sont :

$$\begin{aligned}\omega_{0,SBS}^2 &= k_{0,SBS}^2 c^2 + \omega_{pe}^2, \\ \omega_{iaw}^2 &= \frac{k_{iaw}^2 (c_s - u)^2}{(1 + k_{iaw}^2 \lambda_D^2)},\end{aligned}\tag{1.35}$$

où  $c_s^2 = \frac{Zk_B T_e}{m_i}$  et  $u$  est la valeur de la vitesse d'expansion du plasma selon  $k_{iaw}$ . A la différence des ondes plasma électroniques, les ondes acoustiques ioniques correspondent à des oscillations plus lentes de fréquence  $\omega_{iaw} \ll \omega_0$ . L'instabilité Brillouin est donc susceptible de se développer sur tout le profil de densité et le spectre rétrodiffusé est très proche de la longueur d'onde du laser (quelques Å). Les équations des vecteurs d'onde associés sont :

$$k_{SBS} \approx k_0 = \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{1.36}$$

$$k_{iaw} \approx 2k_0.\tag{1.37}$$

En utilisant les conditions de résonance 1.34 avec les expressions des vecteurs d'onde 1.36-1.37 pour  $k_{iaw}^2 \lambda_D^2 \ll 1$ , on trouve la relation à densité fixée, entre la température électronique,

la vitesse d'expansion et le décalage du spectre Brillouin par rapport à la longueur d'onde laser :

$$\lambda_{SBS} - \lambda_0 = \Delta\lambda_{SBS} \approx 2 \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} (c_s - u). \quad (1.38)$$

A partir de cette équation, dans les plasmas où la vitesse d'expansion est négligeable par rapport à la vitesse du son, on peut déduire de la mesure du décalage spectral la température électronique du plasma en unités pratiques :

$$T_e[\text{keV}] = \frac{A}{Z} \left( \frac{(\Delta\lambda_{SBS}[\text{Å}])^2}{4,2 \cdot 10^2 (\lambda_0[\mu\text{m}])^2 (1 - \frac{n_e}{n_c})} - \frac{3T_i[\text{keV}]}{A} \right). \quad (1.39)$$

A l'inverse, dans le cas d'un plasma possédant une vitesse d'expansion de l'ordre ou supérieure à la vitesse du son, le décalage du spectre Brillouin par rapport à la longueur d'onde laser permet de mesurer cette vitesse. Il faut connaître la température du plasma et on obtient en unités pratiques :

$$u/c = 1,03 \cdot 10^{-3} \left[ \frac{Z}{A} T_e[\text{keV}] \left( 1 + \frac{3T_i[\text{keV}]}{ZT_e[\text{keV}]} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\Delta\lambda_{SBS}[\text{Å}]}{2 \cdot 10^4 \lambda_0[\mu\text{m}] \sqrt{1 - n_e/n_c}}. \quad (1.40)$$

Ces relations ne sont valables que dans le cas d'une croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée en régime linéaire, *i.e* l'intensité est proche du seuil convectif. On introduit maintenant les différents seuils en intensité des régimes de croissance.

### 1.2.6.2 Régime de croissance de l'instabilité en plasma homogène.

Les seuils convectif et absolu sont définis de la même façon que celle présentée dans la partie 1.2.3.2 dans le cas du Raman. On remplace *epw* par *iaw* et *SRS* par *SBS*. En supposant  $k_{iaw}^2 \lambda_D^2 \ll 1$ , on obtient la constante de couplage de l'instabilité de diffusion Brillouin :

$$\gamma_{0,SBS} = \sqrt{\omega_{pi}^2 \frac{k_0 c / \omega_0}{8c_s / c} \left( \frac{v_{osc}}{c} \right)^2}, \quad (1.41)$$

avec  $\omega_{pi}^2 = Z^2 n_i^2 e^2 / m_i$ . En unités pratiques, elle devient :

$$\gamma_{0,SBS}[\text{ps}^{-1}] = 4,14 \frac{(Z/A)^{\frac{1}{4}} (n_e/n_c)^{\frac{1}{2}} (1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{4}} (I_{14}\lambda)^{\frac{1}{2}}}{\lambda_0 (T_e (1 + 3T_i/ZT_e))^{\frac{1}{4}}}. \quad (1.42)$$

A partir de cette valeur, des vitesses de groupe et des amortissements des ondes filles, on obtient les seuils absolu et convectif qui sont fonctions de l'intensité laser et donnés en unités

pratiques :

$$(I_{14}\lambda^2)_{seuil\ conv\ SBS}[10^{14}\text{ W/cm}^2\cdot\mu\text{m}^2] = 1,17\cdot 10^{-2} \frac{(n_e/n_c)(\ln \Lambda_{ib})Z_{eff}(\nu_s/\omega_s)(1 + 3T_i/ZT_e)}{\lambda_0 T_e^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.43)$$

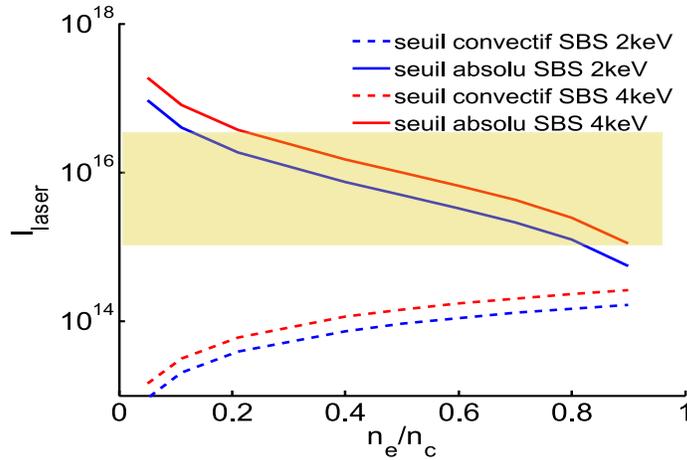
$$(I_{14}\lambda^2)_{seuil\ abs\ SBS}[10^{14}\text{ W/cm}^2\cdot\mu\text{m}^2] = 2,14\cdot 10^2 \frac{(\nu_s/\omega_s)^2 T_e (1 + 3T_i/ZT_e)(1 - n_e/n_c)}{n_e/n_c}, \quad (1.44)$$

$$l_{SBSc}[\mu\text{m}] = 3,66\lambda_0 \frac{T_e(1 + 3T_i/ZT_e)^{\frac{1}{2}}}{(n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}(I_{14}\lambda)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.45)$$

avec  $\nu_s/\omega_s \approx 0,1$  lorsque  $ZT_e/T_i \approx 6$  et  $\ln \Lambda_{ib} = 6,69 + \ln[T_e\lambda_0/(1 - \sqrt{n_e/n_c})]$ .

On présente sur la figure 1.14 l'évolution des seuils convectif et absolu de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée en fonction de la densité électronique d'un plasma homogène de température 2 et 4 keV pour un laser à  $351\ \mu\text{m}$ . Comme pour l'instabilité Raman, les seuils convectifs sont dépassés pour des intensités de l'ordre de  $10^{14}\text{ W/cm}^2$ .

On observe également que le seuil de croissance absolu est fortement dépendant de la densité du plasma : il diminue d'un ordre de grandeur entre un plasma de  $0,1$  et  $0,5n_c$ . La longueur critique étant de l'ordre du micron, donc plus petite que la longueur de cohérence des points chauds, l'instabilité Brillouin peut se trouver en régime de croissance absolue dans les plasmas les plus denses.



**Figure 1.14.** Seuils convectif et absolu de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée en fonction de la densité électronique. On utilise un plasma homogène d'une température de 2 et 4 keV et une longueur d'onde  $\lambda = 0,351\ \mu\text{m}$ . Le rectangle jaune correspond à des intensités comprises entre  $2\cdot 10^{15}\text{ W/cm}^2$  et  $2\cdot 10^{16}\text{ W/cm}^2$ .

On rappelle que ces calculs ne sont valables que pour des plasmas homogènes infinis. Il faut prendre en compte l'effet de l'inhomogénéité du profil de densité électronique du plasma et de la vitesse d'expansion.

### 1.2.6.3 Calculs de gains en plasma inhomogène et application au plasma de couronne

On utilise les profils types d'intensité locale et on calcule le gain de Rosenbluth [59] pour l'instabilité de diffusion Brillouin, noté  $A_{Ros}^{SBS}$ .

$$A_{Ros}^{SBS} = 0,092 \frac{I_{14} \lambda_0^2}{T_e (1 + 3T_i / ZT_e)} \frac{L_v n_e}{\lambda_0 n_c}. \quad (1.46)$$

Dans la formule classique, la longueur caractéristique dont dépend le gain est celle du profil de vitesse d'expansion  $L_v = c_s / \frac{du}{dz}$ . En se basant sur les résultats du dimensionnement FCI2 pour la vitesse d'expansion, on trouve de très grandes valeurs de gains supérieures à 200. En effet les variations de la vitesse d'expansion sont très faibles ce qui donne une très grande longueur de gradient. On montre que dans ces conditions, on doit utiliser comme longueur caractéristique dans le calcul du gain Rosenbluth la longueur du plasma.

La définition du gain de Rosenbluth  $A_{Ros} = \pi \gamma_{SBS}^2 / V_{SBS} V_{iaw} \kappa'$  où  $V_{SBS}, V_{iaw}$  correspondent aux vitesses de groupe des ondes filles et  $\kappa' = \partial(k_0 - k_{SBS} - k_{iaw}) / \partial z$  la dérivée selon l'axe de propagation de la fonction de désaccord induite par l'inhomogénéité  $\kappa$ . On définit :

$$\Delta k = k_0 - k_{SBS} = k_{iaw}, \quad (1.47)$$

$$\Delta \omega = \omega_0 - \omega_{SBS} = \omega_{iaw}. \quad (1.48)$$

Ainsi on a :

$$\kappa = \Delta k - \frac{\Delta \omega}{c_s - u}. \quad (1.49)$$

En introduisant la valeur  $k_{iaw}^0$  du vecteur d'onde acoustique ionique à la résonance, on obtient pour un plasma stationnaire :

$$k_{iaw}(c_s - u) = k_{iaw}^0(c_s - u^0), \quad (1.50)$$

donc

$$k_{iaw} = k_{iaw}^0 \frac{1 - u_0/c_s}{1 - u/c_s}. \quad (1.51)$$

On introduit la longueur caractéristique du gradient de vitesse :

$$k_{iaw} = k_{iaw}^0 \frac{1 - 1/c_s \frac{\partial u}{\partial z} z_0}{1 - 1/c_s \frac{\partial u}{\partial z} z} = k_{iaw}^0 \frac{1 - z_0/L_v}{1 - z/L_v}. \quad (1.52)$$

En considérant de petites variations de  $k_{iaw}$  autour de la résonance, on trouve la valeur de  $\Delta k$  :

$$\Delta k \approx k_{iaw}^0 \left( 1 + \frac{z_0}{L_v} - \frac{z}{L_v} \right). \quad (1.53)$$

Elle dépend de la longueur caractéristique de vitesse, ce qui montre la relation entre cette longueur et le gain Brillouin. Ensuite, on calcule le second terme de la relation (1.49) :

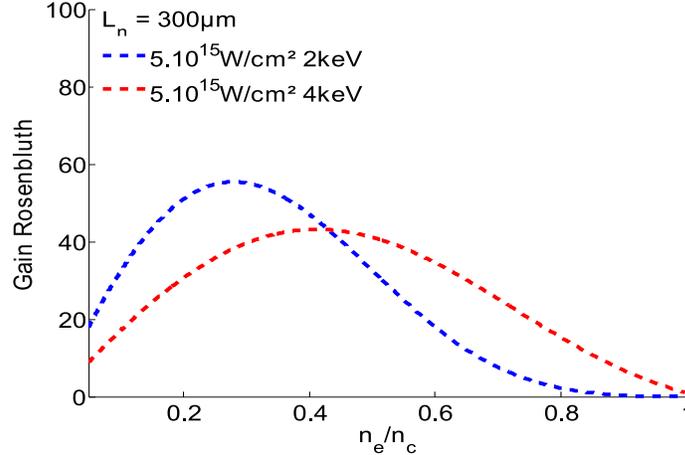
$$\frac{\Delta\omega}{c_s - u} = \frac{\omega_0 - \omega_{SBS}}{c_s - u} = \frac{2\omega_0}{c} \frac{(1 - \frac{n_e}{n_c})^{\frac{1}{2}} (c_s - u)}{c_s - u} = k_{iaw}^0 (1 - \frac{n_e}{n_c})^{\frac{1}{2}}, \quad (1.54)$$

qui fait apparaître la longueur caractéristique de densité dans la fonction de désaccord :

$$\kappa = k_{iaw}^0 \left( \frac{z_0}{L_v} - \frac{z}{L_v} - \frac{1}{2} \frac{(z_0 - z)}{L_n} \frac{n_e(z_0)}{n_c} \right). \quad (1.55)$$

Ainsi, on définit une nouvelle longueur caractéristique  $L_{car} = L_v + \frac{2n_c}{n_e} L_n$ .

On compare l'importance de chaque terme en utilisant les profils obtenus avec les simulations FCI2. Dans la couronne sous dense, la température est de 3,5 keV ( $c_s = 460$  km/s), la longueur de gradient de vitesse  $L_v = 2070$   $\mu\text{m}$  et une longueur de gradient de densité de  $L_n = 700$   $\mu\text{m}$ . On vérifie bien que l'inhomogénéité la plus contraignante pour la fonction de désaccord est celle en densité. De plus, on trouve que la longueur caractéristique dépend de la densité que l'on considère. Finalement, on utilise  $\frac{2n_c}{n_e} L_n$  et non  $L_v$  pour le calcul du gain de Rosenbluth dans le profil de couronne lorsque la condition  $L_n < 0,5 L_v \frac{n_e}{n_c}$  est satisfaite.



**Figure 1.15.** Gain de Rosenbluth de l'instabilité Brillouin en fonction de la densité électronique pour un profil de densité ayant une longueur de gradient de 300  $\mu\text{m}$ .

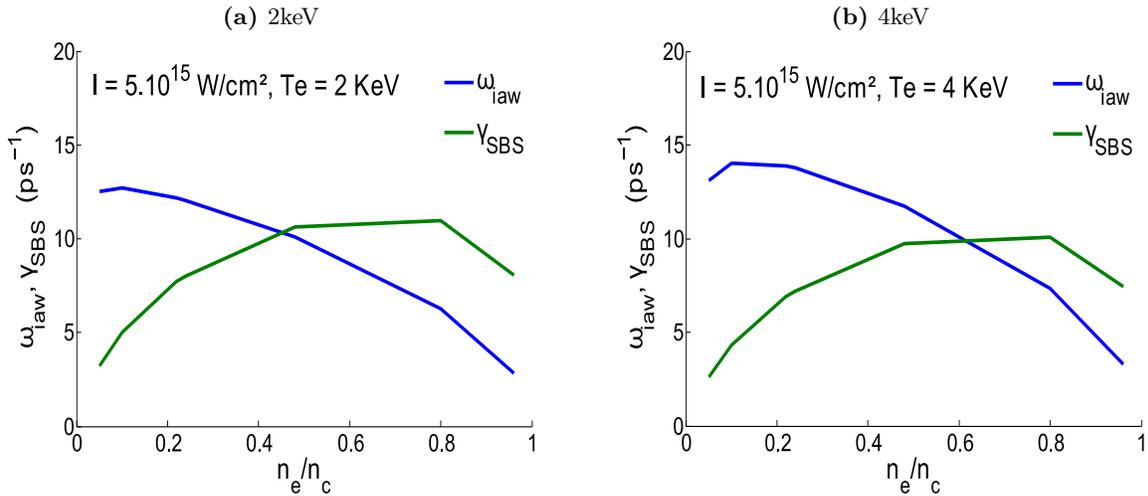
En prenant cela en compte, on a tracé l'allure de ce gain sur tout le profil de densité électronique sur la figure 1.15. Dès les faibles densités  $0,01n_c$ , le gain est de l'ordre de 30, il atteint un maximum de 80 vers  $0,2n_c$  et il chute jusqu'à atteindre zéro à la densité critique. Cette décroissance est due à l'absorption dans le plasma qui devient suffisamment importante pour réduire l'intensité locale donc le gain. Comme nous l'avons détaillé dans la partie 1.2.3.3, un gain supérieur à 30 signifie que la réflectivité due à l'instabilité va être importante (100% pour la théorie linéaire). Cela est le signe d'un comportement très non linéaire de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée.

#### 1.2.6.4 Régime de couplage fort de l'instabilité de diffusion Brillouin

Les résultats précédents sont obtenus dans le cadre de l'approximation d'enveloppe valide tant que  $\gamma_{SBS} \ll \omega_{iaw}$ . Cette approximation n'est plus valable dans les conditions d'interaction du pic d'intensité de l'allumage par choc, où un faisceau très intense interagit avec un plasma constitué de densités allant jusqu'à la densité critique.

On compare sur la figure 1.16 la constante de couplage Brillouin  $\gamma_{0,SBS}$  avec la fréquence des ondes acoustiques ioniques  $\omega_{iaw}$  en fonction de la densité électronique du plasma à 2 keV (figure 1.16a) et 4 keV (figure 1.16b). Les deux grandeurs sont toujours de l'ordre de la dizaine de  $\text{ps}^{-1}$  et pour les plasmas de densité supérieure à  $0,5n_c$  et  $0,6n_c$  la constante de couplage est la plus importante.

L'instabilité Brillouin se trouve donc dans le régime fortement couplé sur une grande partie de la couronne. Dans ce régime, l'instabilité peut croître pour un spectre d'onde acoustique ionique plus large [73].



**Figure 1.16.** Comparaison entre la constante de couplage de l'instabilité Brillouin et la fréquence des ondes acoustiques ioniques en fonction de la densité électronique du plasma à  $I = 10^{15} \text{ W/cm}^2$  pour une température électronique de 2 keV (a) et 4 keV (b).

On définit  $\gamma_{sc}$  un taux de croissance de l'instabilité en régime de couplage fort :

$$\gamma_{sc}[\text{ps}^{-1}] = 4,42 \frac{(Z/A)^{\frac{1}{3}} (n_e/n_c)^{\frac{1}{3}} (1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{6}} (I_{14}\lambda^2)^{\frac{1}{3}}}{\lambda_0}, \quad (1.56)$$

avec  $I_{14}\lambda^2$  en  $10^{14} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$  et  $\lambda_0$  en  $\mu\text{m}$ .

Il faut retenir que l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée se trouve en régime de couplage fort pour les conditions d'interaction du pic d'intensité dans le plasma de couronne de l'allumage par choc. Ce régime conduit à une forte réflectivité au début de l'impulsion et produit un spectre rétrodiffusé large en longueur d'onde.

On poursuit notre étude de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée en considérant son diagramme angulaire.

#### 1.2.6.5 Instabilité Brillouin vers l'avant et en dehors du cône de rétrodiffusion

Si l'on s'écarte de la situation de rétrodiffusion, on doit multiplier le gain par la valeur absolue du cosinus de l'angle entre l'onde acoustique ionique et l'onde diffusée. Cela conduit à des gains les plus importants pour une diffusion proche de l'axe de propagation du laser dont le comportement en fonction du profil de densité est très similaire à celui de la rétrodiffusion. Comme l'onde acoustique ionique possède une fréquence beaucoup plus petite que l'onde plasma électronique Raman, il n'existe pas de cas particulier pour l'antédiffusion.

La diffusion Brillouin vers l'avant dans le plasma a pour effet de lisser la distribution d'intensité du laser. Cette instabilité, comme la filamentation, provient du couplage du laser avec les ondes acoustiques ioniques avec cette fois une onde électromagnétique diffusée vers l'avant. L'onde diffusée est décalée spectralement par rapport à l'onde laser et l'ouverture totale du faisceau est augmentée. Lorsque l'on est en régime de filamentation  $P/P_c > 1$ , les deux mécanismes se produisent en même temps et il est difficile de les différencier. Le seuil de l'instabilité Brillouin étant inférieur à celui de la filamentation, on peut observer du lissage pour de faibles  $P/P_c \approx 0,1$  [74]. Dans le cas de l'allumage par choc on est en régime de  $P/P_c$  de l'ordre ou supérieur à l'unité, on a donc les deux sources de lissage simultanément.

Ce lissage améliore l'homogénéité de la distribution spatiale d'intensité du laser. Il s'accompagne d'une augmentation de l'ouverture du faisceau transmis [75] et de la diffusion vers l'arrière *i.e.* la diffusion vers l'arrière en dehors du cône de rétrodiffusion devient plus importante.

Nous avons présenté les principales instabilités qui vont influencer l'absorption du faisceau pic d'intensité pour des plasmas de couronne représentatifs de celui attendu à la fin de la phase de compression de l'allumage par choc. Avant de conclure sur le risque relatif aux différentes instabilités, nous devons tenir compte de la compétition et des mécanismes de saturation qui existent.

#### 1.2.7 Compétition entre les différentes instabilités

Dans ce paragraphe nous présentons les différents mécanismes de saturation des instabilités de diffusion. Ces instabilités modifient les propriétés du faisceau, il est donc évident que la croissance de l'une influence les autres. Ce développement simultané rend la description des instabilités paramétriques très complexe. Nous allons décrire les mécanismes qui saturent la croissance des instabilités de diffusion Brillouin et Raman stimulée.

Les mécanismes permettant de saturer l'instabilité de diffusion Brillouin sont les suivants :

- l'appauvrissement de l'onde de pompe ;
- la génération d'harmoniques d'ordre élevé [76] ;

- l'instabilité de décomposition de l'onde ionique [33, 77] ;
- l'accroissement de l'amortissement Landau à cause du chauffage ionique [78] ;
- la modification de la fonction de distribution des ions par le piégeage [79, 80, 81, 82] ;
- le couplage avec l'instabilité de filamentation.

Le paramètre  $ZT_e/T_i$  permet de savoir si les processus cinétiques, qui sont liés à la modification de la fonction de distribution de la vitesse ionique, seront importants [83]. Dans les plasmas que nous utilisons  $ZT_e/T_i \approx 6$ . Le processus le plus important dans la saturation du Brillouin est donc le piégeage ionique.

La saturation de l'instabilité Raman est liée à :

- l'appauvrissement de l'onde de pompe ;
- la compétition avec l'instabilité Brillouin [84] ;
- l'instabilité de décomposition des ondes de Langmuir ;
- les divers effets cinétiques discutés dans la partie 1.2.3.4.

En plus de tous ces effets, la longueur d'onde du laser est également un paramètre à prendre en compte. La réduction de la longueur d'onde en dessous du micron a permis d'améliorer l'absorption de l'énergie laser et de limiter la croissance des instabilités. Il reste des questions non résolues quant à l'effet sur le développement des instabilités en fonction de  $\lambda_{laser}$  [85, 86]. La saturation des instabilités entre les longueurs d'onde  $2\omega$  et  $3\omega$  est atteinte pour des réflectivités semblables.

## 1.2.8 Résumé de l'étude théorique des instabilités dans le profil d'allumage par choc

A partir d'un dimensionnement FCI 2 et de la littérature, nous avons établi deux profils de densité de type exponentiel dans lesquels nous avons calculé l'absorption par Bremsstrahlung inverse et les gains des instabilités. Dans le cadre de la théorie linéaire nous avons estimé les régimes de croissance de chaque instabilité qui se développe dans le plasma de couronne de l'allumage par choc.

Nous avons trouvé que dans la partie des faibles densités le Raman possède un gain peu élevé ( $\approx 5$ ). Malgré le gain assez faible on doit considérer la taille millimétrique du plasma de basse densité ( $0,01 < n_e < 0,10$ ) qui par des effets cinétiques peut conduire à une réflectivité plus importante. Le Brillouin lui, montre un gain de l'ordre de 30 dès le début du profil de densité. Il devrait donc être le mécanisme dominant jusqu'à ce que l'intensité locale ait diminué en-dessous des seuils d'instabilité convective à cause de l'absorption collisionnelle du plasma. Cependant l'intensité du faisceau et la température du plasma sont telles que le comportement de ces instabilités est fortement non-linéaire. De même, l'intensité est suffisamment élevée pour que les mécanismes de création d'électrons supra-thermiques se produisent à la densité quart-critique. Ils peuvent constituer un moyen d'améliorer l'efficacité du choc mais ils est difficile de prévoir leur importance. Une des signatures de leur présence est une

émission d'harmoniques du laser incident principalement aux pulsations  $\omega_0/2$  et  $3\omega_0/2$ .

L'examen précédent des conditions de développement des instabilités paramétriques dans la configuration de l'allumage par choc fait apparaître un certain nombre de questions. L'état actuel des capacités de simulation ne permet pas d'apporter de réponse à ce qui se passe en plasma inhomogène concernant :

- la fraction d'énergie du pic de puissance qui est absorbée ;
- le Raman en régime cinétique ;
- le développement du Brillouin en régime fortement couplé ;
- la compétition entre les mécanismes.

Nous avons défini et mené des campagnes expérimentales dans le but d'apporter des éléments de réponse à ces différentes questions.

# Chapitre 2

## Description des expériences LULI2000

### Sommaire

---

2.1	L'installation LULI 2000 . . . . .	<b>46</b>
2.2	Expériences nano/pico en salle 1 . . . . .	<b>48</b>
2.2.1	Les faisceaux . . . . .	48
2.2.2	Diagnostics . . . . .	50
2.3	Les caractéristiques des cibles et les plasmas obtenus . . . . .	<b>57</b>
2.3.1	Les feuilles minces . . . . .	57
2.3.2	Les mousses sous-denses . . . . .	62
2.3.3	Les plasmas inhomogènes . . . . .	68
2.4	Résumé des conditions expérimentales . . . . .	<b>70</b>

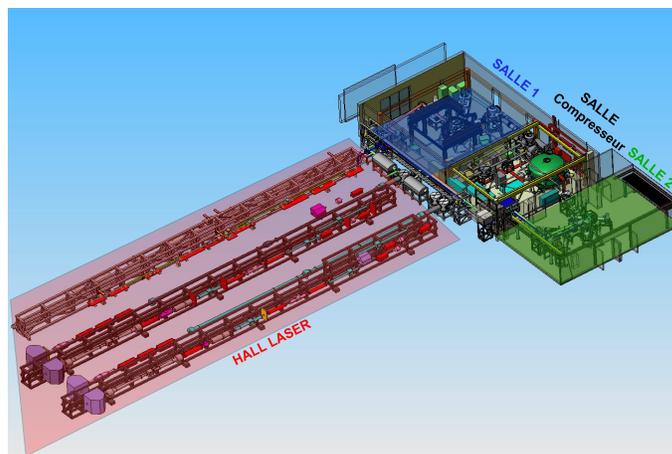
---

Notre but est d'étudier l'interaction d'un faisceau d'intensité élevée, entre  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>, dans des plasmas dont les conditions hydrodynamiques sont proches de celles du plasma de couronne à la fin de la phase de compression. Pour cela, on utilisera deux faisceaux laser lors de nos expériences. Le premier sera dédié à la création du plasma et on le qualifiera de faisceau de chauffage. Le second devra posséder une intensité élevée et il constituera le faisceau d'interaction. Les caractéristiques de ces deux faisceaux seront donc bien différentes :

- Le faisceau de chauffage sera le plus énergétique possible pour produire des plasmas longs, millimétriques et les plus chauds possibles, de l'ordre du keV.
- Le faisceau d'interaction permettra de parcourir la gamme d'intensité de  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> à quelques  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> envisagée pour le pic d'intensité de l'allumage par choc.

Pour ces raisons nous utiliserons l'installation LULI2000 où l'on disposera simultanément d'un faisceau nanoseconde, kiloJoule, et d'un faisceau picoseconde intense atteignant des intensités de quelques  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>. Cette intensité bien supérieure à celle requise nous permettra l'utilisation d'une lame de phase aléatoire, essentielle pour connaître de façon précise et reproductible la distribution spatiale de l'intensité du faisceau. En jouant sur l'énergie et la durée d'impulsion, nous parcourons la gamme d'intensité d'interaction de  $2.10^{15}$  et  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>.

## 2.1 L'installation LULI 2000



**Figure 2.1.** Vue d'ensemble de l'installation LULI2000 avec les deux salles d'expériences et le hall d'amplification laser.

Les expériences menées dans le cadre de ce travail de thèse se sont toutes déroulées sur l'installation LULI2000. Cette installation se situe sur le campus de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau. Comme on peut le voir sur la figure 2.1, cette installation possède deux salles d'expériences avec chacune leurs caractéristiques<sup>1</sup> :

1. Ces caractéristiques sont celles de l'installation au moment de nos expériences. Certaines sont sus-

- La salle d'expérience 1 dispose d'une enceinte de 1,20m de rayon. Les deux faisceaux, chaîne Nord (CN) et chaîne Sud (CS), sont focalisés à l'aide d'optiques de focale 800 mm au centre chambre (ou TCC pour Target Chamber Center) et ils forment un angle de  $112,5^\circ$ . La CN est un faisceau kilojoule à la longueur d'onde  $1,053 \mu\text{m}$  et sa durée peut être modifiée entre 0,5 et 5 ns, alors que la CS est un faisceau de 80 J à  $1,053 \mu\text{m}$  pour une durée d'impulsion entre 1 et 12 ps, permettant d'atteindre jusqu'à plusieurs  $10^{19} \text{ W/cm}^2$ . La longueur d'onde des deux faisceaux peut être modifiée indépendamment à l'aide de cristaux convertisseurs. On utilise ici le second harmonique du laser,  $\lambda_0/2$  cela au prix d'une diminution de l'énergie lors de la conversion. Pour un réglage optimal du cristal, on peut atteindre 60% d'énergie laser à  $1,053 \mu\text{m}$  convertie à  $0,526 \mu\text{m}$  en impulsion nanoseconde et jusqu'à 30% en picoseconde.
- La salle d'expérience 2 permet l'utilisation de deux faisceaux nanosecondes. Ils sont également appelés chaînes Nord et Sud et ils ont des caractéristiques équivalentes à la CN de la salle 1. Les deux chaînes sont focalisées au TCC à l'aide d'optiques de 1600 mm de longueur focale et forment un angle de  $10^\circ$ .

Avant d'arriver au centre chambre, les deux impulsions lasers nanosecondes sont créées par un oscillateur qui délivre des impulsions entre 0,5 et 5 ns. Les impulsions sont ensuite amplifiées dans des barreaux puis dans des disques de verre néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ) pompés par des lampes flashes pour atteindre les 800 J en sortie de chaîne amplificatrice. Ces chaînes sont présentées sur la figure 2.2. Les faisceaux sont ensuite dirigés vers les salles d'expériences où ils sont doublés ou non en fréquence avant d'être focalisés au TCC.

L'impulsion picoseconde provient d'un autre oscillateur. Elle est créée avec une durée de 100 fs et un spectre large ( $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$ ) puis amplifiée à l'aide de la technique CPA (Chirped Pulse Amplification) [87]. Cette technique permet de créer des impulsions courtes et très énergétiques sans endommager les optiques à cause des puissances crêtes. Elle repose sur trois grandes étapes.

D'abord l'impulsion est étirée temporellement en dispersant les différentes longueurs d'onde contenues dans l'impulsion courte à l'aide d'un étireur. Il existe plusieurs possibilités pour réaliser un étireur. Sur l'installation LULI2000, il est composé de deux réseaux de diffraction et de deux miroirs sphériques (un concave et un convexe). La lumière effectue un premier passage dans l'étireur qui crée une dispersion spectrale et spatiale puis se réfléchit sur un dièdre. Le second passage rassemble spatialement les différentes longueurs d'ondes mais elles sont décalées temporellement (les grandes longueurs d'onde précèdent les plus courtes).

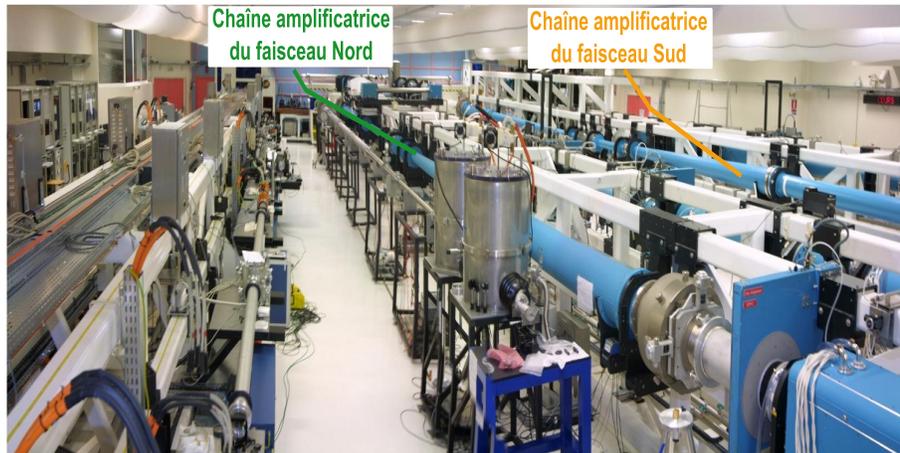
Ensuite l'impulsion traverse la chaîne amplificatrice qui est la même que pour les impulsions nanosecondes. On obtient une impulsion de 80 J qui dure environ 2 ns en sortie. La dernière étape consiste à la comprimer temporellement. On utilise un montage similaire à l'étireur dans lequel la dispersion spectrale induite est compensée via une différence de chemin optique.

En sortie de compresseur, toutes les longueurs d'onde sont rassemblées pour produire une

---

ceptibles d'avoir évolué depuis : <http://www.luli.polytechnique.fr/accueil/les-installations/luli2000/luli2000-93225.kjsp>

impulsion de quelques picosecondes avec un spectre en longueur d'onde qui a une largeur à mi-hauteur de 1 nm, pour une impulsion de 1 ps, avant le doublage en fréquence. La durée d'impulsion peut être réglée en changeant l'écart entre les réseaux. Pour une durée d'impulsion de 5 ps, nous avons mesuré un spectre de largeur  $\leq 6 \text{ \AA}$ .



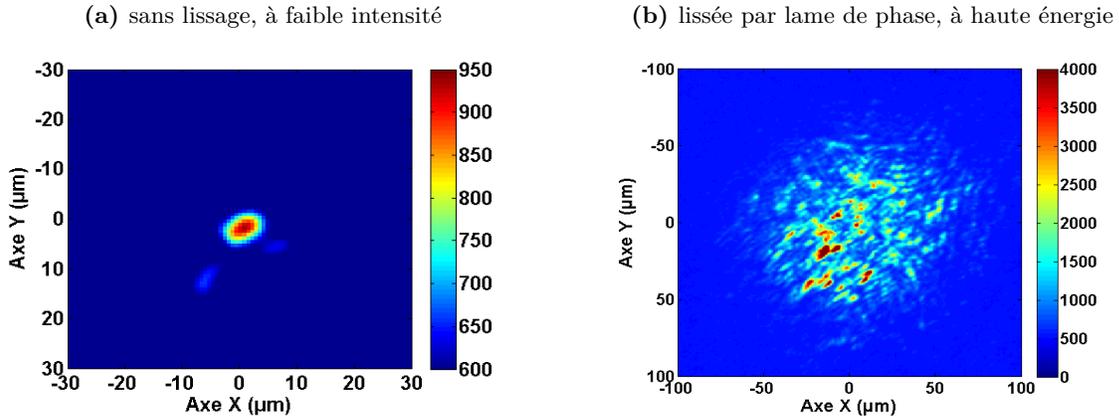
**Figure 2.2.** Photo du hall d'amplification laser avec les deux chaînes amplificatrices, Nord et Sud.

## 2.2 Expériences nano/pico en salle 1

### 2.2.1 Les faisceaux

#### 2.2.1.1 Le faisceau picoseconde

La spécificité de la salle 1 provient de la présence du faisceau picoseconde. Lorsqu'il est focalisé au mieux en ajustant la position de la parabole hors axe, on obtient la tache focale de la figure 2.3a à bas flux  $\approx 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . Le faisceau pico2000 permet d'atteindre une intensité de  $\geq 6 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$  à  $0,526 \text{ \mu m}$  en 1 ps. Pour les études d'allumage par choc où l'intensité pertinente se situe entre quelques  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  et quelques  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ , nous avons placé dans le trajet du faisceau pico une lame de phase aléatoire permettant de balayer cette gamme d'intensité en jouant sur l'énergie du laser et sur la durée d'impulsion. L'énergie laser variera entre 1 J et 20 J à  $2\omega_0$  et la durée d'impulsion de 1,5 à 12 ps. De plus, pour effectuer une expérience d'interaction laser-plasma il est essentiel de maîtriser la distribution spatiale de l'intensité laser et d'assurer sa reproductibilité. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.2.1, l'utilisation d'une lame de phase aléatoire permet d'obtenir ce contrôle et de définir la longueur et la largeur de cohérence du faisceau. Cette caractérisation est nécessaire pour déterminer le régime de croissance des instabilités. Ainsi, nous avons dimensionné une lame de phase adaptée au faisceau pico2000.



**Figure 2.3.** Taches focales dans le vide du faisceau picoseconde focalisé au centre de la chambre expérimentale sans (a) et avec (b) lame de phase aléatoire.

On calcule la taille des éléments de la lame de phase aléatoire de taille  $d_{elmts}$  pour un faisceau parallèle de diamètre  $D$ . Le diamètre de la tache focale à mi-hauteur s'exprime par [29] :

$$\phi_{tache\,focale}[\mu\text{m}] \approx 1,22 \frac{\lambda_0[\mu\text{m}]f[\text{mm}]}{d_{elmts}[\text{mm}]}, \quad (2.1)$$

où  $f$  est la distance focale de l'optique de focalisation et  $\lambda_0$  la longueur d'onde du laser.

Puis on détermine la position de la lame de phase aléatoire. D'une part, elle doit se situer après l'optique de focalisation pour éviter d'endommager le traitement de surface de la parabole en créant des points chauds dans le faisceau avant l'optique. D'autre part, elle ne doit pas couper le faisceau incident. On place alors la lame de phase aléatoire à 320 mm du centre-chambre et on utilise un angle de  $20^\circ$  pour éviter toute réflexion vers l'optique de focalisation. L'angle de la lame de phase par rapport à la direction du faisceau est suffisamment petit pour que des éléments carrés conduisent à une tache ronde et que le déphasage induit par un élément soit le même sur toute sa longueur. On adapte les dimensions au diamètre du faisceau convergent. Finalement, on détermine que la taille des éléments est de 2 mm pour obtenir une tache focale de  $100 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur au centre-chambre.

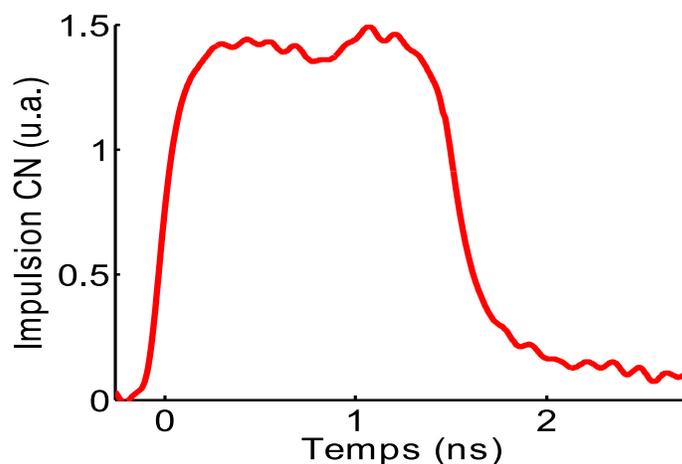
Il reste à vérifier que la taille des éléments est suffisamment petite pour que la tache focale contienne un nombre significatif de points chauds. Les expériences [88, 89] ont montré que pour un faisceau de 70 mm, des éléments de 1,5 mm sont suffisants pour produire un nombre important de sur-intensités alors que des éléments de 3 mm sont trop grands. L'ouverture étant similaire lors de ces expériences, on effectue une règle de trois sur le diamètre du faisceau pour voir que des éléments de 2 mm conservent l'effet de la lame de phase aléatoire.

La tache focale dans le vide utilisée expérimentalement est présentée sur la figure 2.3b. Pour une intensité de  $2.10^{15} \text{ W/cm}^2$ , elle possède une largeur à mi-hauteur de  $80 \pm 3 \mu\text{m}$ .

### 2.2.1.2 Le faisceau nanoseconde

Les caractéristiques du faisceau de chauffage sont de 400 J à  $0,526 \mu\text{m}$  en 1,5 ns. Sa tache focale est adaptée à la géométrie d'irradiation. L'angle entre l'axe du faisceau de chauffage et celui d'interaction étant de  $112,5^\circ$ , on obtient la configuration de la figure 2.5a. La cible est placée parallèlement à l'axe de propagation du faisceau d'interaction et elle est préformée par la tache elliptique du faisceau de chauffage. La tache elliptique est créée à l'aide d'une RPP composée d'éléments rectangulaires dont la taille est déterminée en fonction de la longueur de la cible selon l'axe de propagation du faisceau d'interaction. Les trois taches focales utilisées ont des diamètres à mi-hauteur de  $300 \times 100$ ,  $500 \times 100$  et  $1000 \times 100 \mu\text{m}^2$ . La longueur  $100 \mu\text{m}$  correspond à la dimension selon l'axe y de la tache focale.

Le délai temporel du faisceau d'interaction varie entre 1 et 1,5 ns. Il est mesuré à partir de la mi-hauteur du front de montée de l'impulsion de chauffage dont le profil temporel typique est présenté sur la figure 2.4.

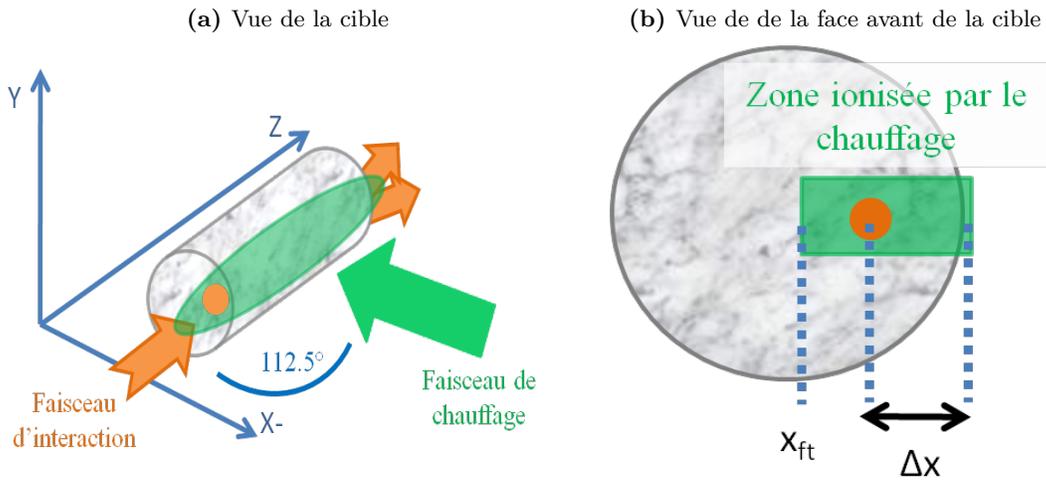


**Figure 2.4.** Impulsion typique en 1,5 ns de la chaîne nord à la sortie du hall laser après amplification.

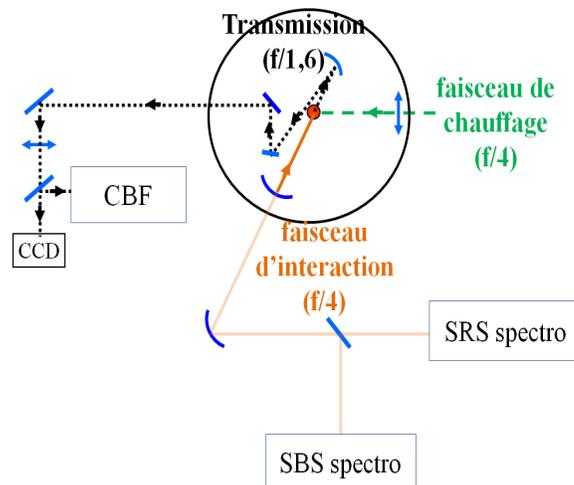
### 2.2.2 Diagnostics

La figure 2.6 représente le schéma expérimental des campagnes picosecondes. On regroupe les diagnostics en trois grandes catégories : la lumière transmise, la lumière rétrodiffusée et les diagnostics X.

**La lumière transmise** du faisceau d'interaction à travers la cible est collectée par un système optique composé d'une parabole hors axe pour rendre le faisceau parallèle, suivie d'une lentille longue focale. La dimension de la parabole et sa focale permettent de collecter une ouverture correspondant à 1,6 fois le cône de focalisation du laser. Le diagnostic de transmission optique est construit de façon à permettre l'observation d'un plan précis du plasma comme on le voit sur la figure 2.7 qui montre le schéma de principe. L'intérêt de ce



**Figure 2.5.** Géométrie d’irradiation d’une cible de mousse lors des campagnes réalisées en salle 1. Vue d’ensemble des faisceaux (a). Vue de la face avant de la cible (b). On représente en orange la tache focale du faisceau d’interaction et en vert la zone ionisée par le faisceau de chauffage.  $\Delta x$  est la distance entre le bord de la mousse et le centre de la tache focale du faisceau d’interaction et  $x_{ft}$  la position du front d’ionisation au moment d’arrivée du faisceau d’interaction.

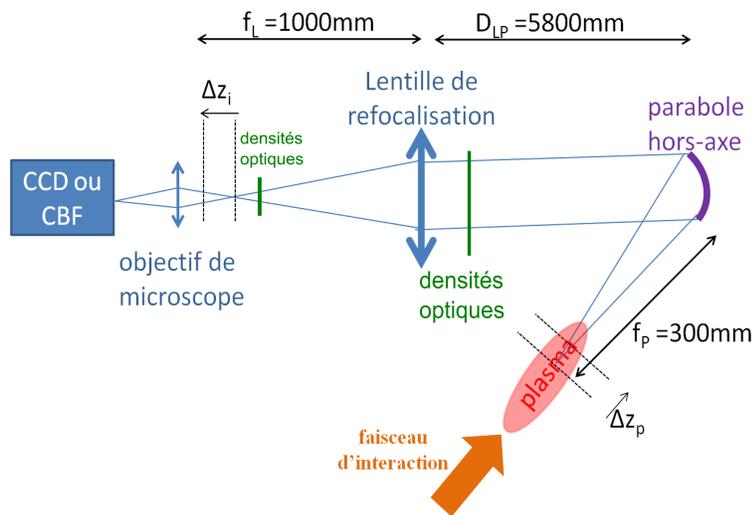


**Figure 2.6.** Plan de la salle d’expérience numéro 1 lors des campagnes d’interaction.

montage, développé dans la thèse de K. Lewis [90], réside dans le fait qu'en déplaçant une optique dans le système on peut choisir le plan du plasma imagé sur les détecteurs. Pour des aspects pratiques, on ne touche ni à la parabole positionnée dans l'enceinte sous vide, ni à l'objectif de microscope dont la position est fixe, mais à la lentille de refocalisation. On obtient la relation entre le déplacement du plan imagé dans le plasma  $\Delta z_p = \overline{F_P A}$  et la position du plan image  $\Delta z_i = \overline{F_L A'}$  :

$$\Delta z_i = \frac{f_L^2}{D_{LP} - f_P - f_L - \frac{f_P^2}{\Delta z_p}}, \quad (2.2)$$

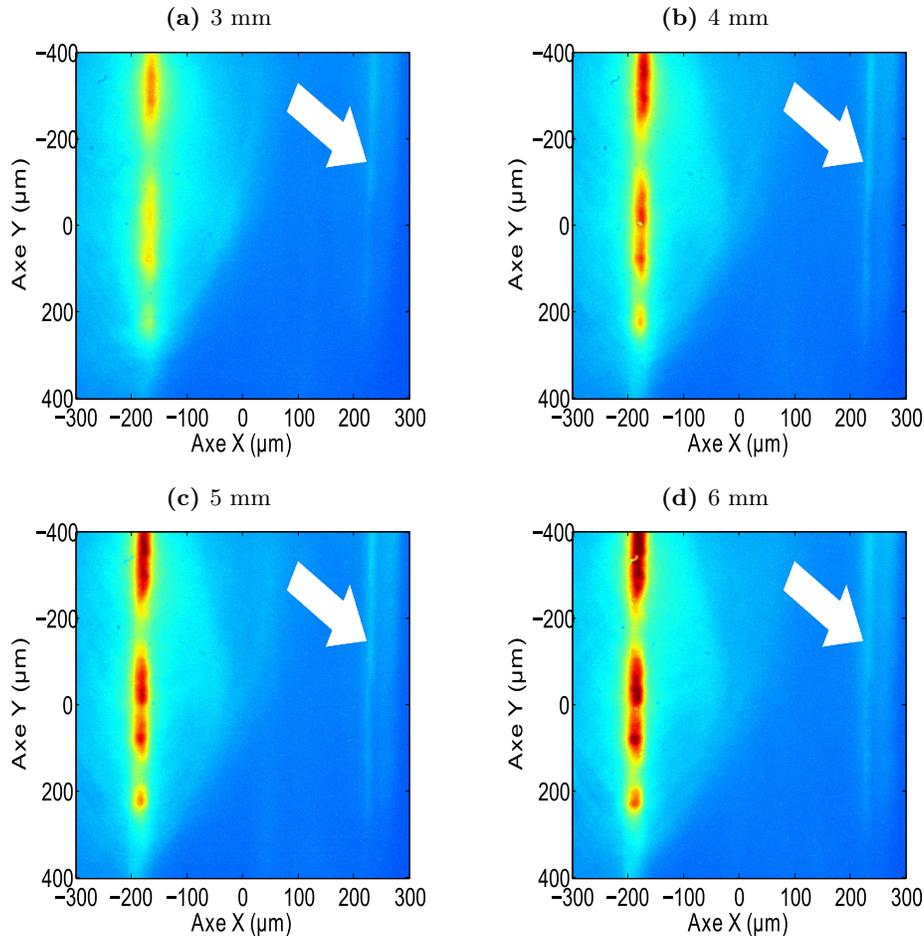
où  $f_L$  et  $f_P$  sont les focales respectives de la lentille et de la parabole et  $D_{LP}$  la distance entre les deux optiques.



**Figure 2.7.** Schéma du dispositif optique du diagnostic de transmission lors des campagnes d'interaction en régime picoseconde.

Etant donnée sa valeur élevée, le grandissement longitudinal du système  $\left(\frac{f_L}{f_P}\right)^2 \approx 11$  ne limite pas la précision de positionnement du plan imagé. On observe également que  $\Delta z_i$  est peu sensible aux petites variations de  $D_{LP}$  car  $D_{LP} \approx 6000$  mm. En conséquence, l'incertitude principale sur la position du plan observé dans le plasma vient du réglage de la netteté d'un objet placé au centre chambre en n'observant que la longueur d'onde du laser. Pour améliorer l'appréciation de la netteté, on utilise des objectifs de microscope placés devant les détecteurs. Le grandissement de l'image sur la CCD (Charged Coupled Device) et la CBF (Caméra à Balayage de Fente) est alors de 13. On détermine à l'œil cette position, on a donc une distance sur laquelle l'objet est considéré comme net qui définit l'incertitude liée à notre diagnostic.

La méthode utilisée pour imagier un plan précis est la suivante. On enregistre les images d'un objet fin pour différentes positions de la lentille. L'objet que l'on place au centre de la chambre est une feuille mince dont un bord est peint avec de la lumière diffusante qui est éclairée en lumière blanche. On place un filtre interférentiel à  $0,526 \mu\text{m}$  d'une largeur



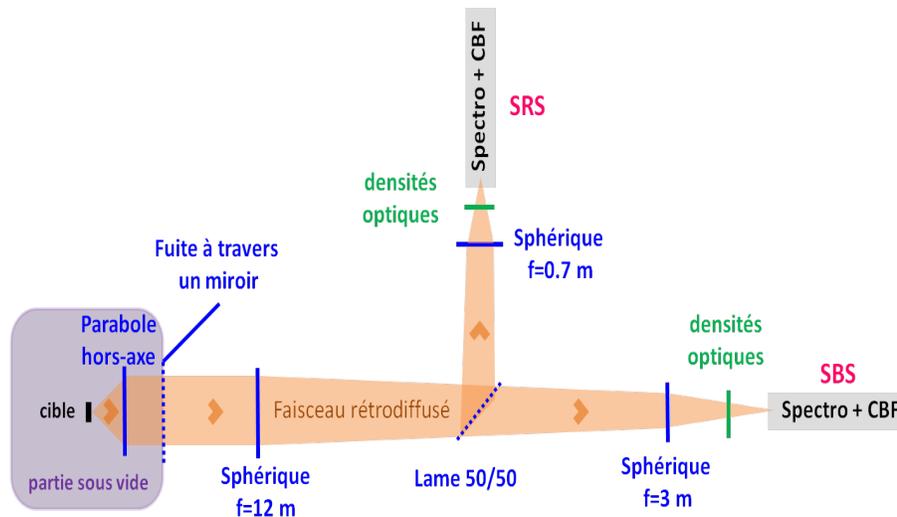
**Figure 2.8.** Images CCD d’une cible avec un bord peint, éclairée en lumière blanche. On place devant la caméra un BG38 et un filtre interférentiel à  $0,526 \mu\text{m}$  de largeur de bande  $0,01 \mu\text{m}$ . Les images correspondent à quatre positions différentes de la lentille de reprise. La flèche blanche désigne le bord non peint de la cible.

de bande de  $0,01 \mu\text{m}$  devant notre CCD pour n’observer que la longueur d’onde du laser. On utilise d’abord le bord peint qui diffuse beaucoup pour trouver un réglage grossier de la lentille. L’étape finale est représentée sur la figure 2.8. On montre quatre images obtenues pour des positions de la lentille espacées de  $1 \text{ mm}$  chacune. Pour affiner le positionnement de la lentille, on utilise le bord non peint (sur la droite de l’image) dont on peut apprécier les détails. Il est le mieux dessiné sur les images 2.8b et 2.8c. Sur les images 2.8a et 2.8d, la netteté est diminuée. On en déduit que la distance optimale se situe entre ces deux positions. Nous n’avons pas discerné d’optimum entre les positions 4 et 5 mm, ce qui implique une précision de  $45 \mu\text{m}$  pour le plan imagé dans le plasma. A chaque tir, la position de la lentille est ajustée en fonction de la longueur de la cible mesurée à quelques microns près. La précision du positionnement du plan de sortie de la cible est de  $50 \mu\text{m}$ .

Les deux caméras ont un but différent. La CCD permet de réaliser une image 2D intégrée

en temps de la distribution spatiale de l'intensité dans le plan de sortie du plasma. La CBF est utilisée pour séparer la diffusion du faisceau de chauffage de la transmission du faisceau d'interaction. Cependant, la résolution temporelle n'est pas suffisante pour résoudre l'évolution temporelle de la transmission du faisceau picoseconde. L'étalement vertical de ce signal ne provient que de la largeur de la fente à l'entrée de la caméra et non d'une variation au cours du temps. Selon les tirs, on change la taille de la fente soit pour augmenter la précision du balayage avec une fente fine soit pour avoir une image quasi 2D (spatiales) avec une fente très large et comparer avec les mesures CCD.

Enfin, le traitement de surface des optiques ainsi que les filtres utilisés sont choisis pour limiter au maximum les parasites lumineux. Ils sélectionnent les longueurs d'onde autour de celle du laser correspondant à  $526 \pm 10$  nm. Pour que le signal observé soit dans la dynamique de mesure des caméras CCD et CBF, on adapte les densités optiques utilisées devant les diagnostics à chaque tir.



**Figure 2.9.** Schéma du diagnostic de collection de la lumière rétrodiffusée du faisceau d'interaction lors des campagnes d'interaction en régime picoseconde.

**La lumière rétrodiffusée** par la cible est collectée après être repassée par la parabole de focalisation. Ce faisceau parallèle qui remonte dans la chaîne laser est prélevé sur une fuite de miroir (quelques % de la lumière qui passent à travers). Puis, il est rendu légèrement convergent pour diminuer la taille des optiques nécessaires : on passe de  $\phi 200$  mm à  $\phi 150$  mm. Ensuite, il est séparé en deux à l'aide d'une lame 50/50. Finalement, il est focalisé par deux miroirs sphériques à l'entrée de deux spectromètres à réseaux couplés à des caméras à balayage de fente. Un spectromètre longue focale (1,20m) est dédié à l'étude du Brillouin et permet une résolution spectrale fine  $1 \text{ \AA}$ . L'autre spectromètre est dévolu à la caractérisation du Raman, il image un spectre beaucoup plus large avec une résolution  $50 \text{ \AA}$ . Le schéma optique du diagnostic est présenté sur la figure 2.9.

Pour l'étude de la lumière rétrodiffusée, l'optique de focalisation du faisceau d'interaction est importante car la lumière repasse par cette dernière. Une optique que l'on traverse, comme une lentille, disperse spectralement la lumière alors qu'une optique réfléchive non. En salle 1, l'optique de focalisation du faisceau est une parabole hors axe qui est une optique achromatique (*i.e.* qui n'introduit pas de différence de distance focale entre les différentes longueurs d'onde) car on ne traverse aucune épaisseur de verre où l'indice de réfraction dépend de  $\lambda$ .

Cependant, le taux de transmission des optiques par lesquelles passe le faisceau rétrodiffusé varie selon la longueur d'onde. Les miroirs qui servent à la fois pour le transport du faisceau incident et pour le faisceau rétrodiffusé, réfléchissent presque 100% au voisinage de la longueur d'onde du laser ( $\pm 10$  nm) et transmettent entre 80 et 90% en dehors. Comme nous utilisons une fuite de l'antépénultième optique réfléchive de la chaîne laser, un spectre large comme celui du Raman va être plus ou moins atténué selon les longueurs d'onde qui le composent. Pour corriger ces effets, on prend plusieurs valeurs de longueur d'onde dans le spectre qui servent de points tests où l'on connaît la réflexion et/ou la transmission du système optique. On corrige ensuite les valeurs du signal pour qu'elles soient atténuées de façon équivalente à la longueur d'onde laser. Tous les spectres sont présentés entre 600 et 1000 nm. On ne montre pas les longueurs d'onde supérieures car nous n'avons jamais observé de signal au-delà.

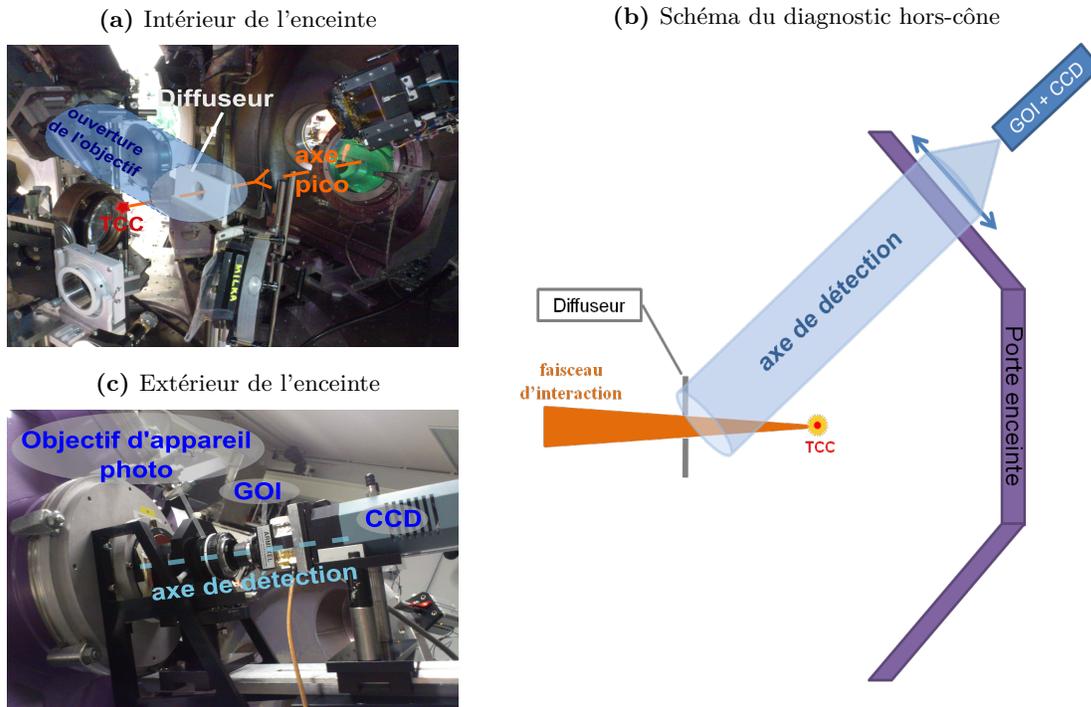
En plus de la rétrodiffusion contenue dans le cône de focalisation laser, c'est à dire la lumière qui repasse par la parabole du faisceau, un diagnostic de rétrodiffusion hors-cône a été implémenté lors de la dernière campagne. Il permet d'obtenir une estimation de la diffusion hors du cône de focalisation du faisceau d'interaction. Il se décompose en trois parties : un diffuseur, une optique pour l'imager et un GOI (Gated Optical Imager). Il est schématisé sur la figure 2.10b.

Pour le diffuseur, on utilise une plaque de Spectralon<sup>2</sup> percée en son centre pour laisser passer le faisceau incident. On présente sur la figure 2.10a une image de l'intérieur de l'enceinte. La plaque de spectralon diffuse la lumière renvoyée hors du cône de focalisation du faisceau d'interaction dans toutes les directions. On image cette plaque au moment du tir pour caractériser la quantité de lumière qui a été réfléchiée par le plasma en dehors du cône.

Le choix de l'optique utilisée pour imager la plaque est contraint par son grandissement et par la nécessité de collecter suffisamment de lumière. Nous avons calculé le grandissement nécessaire pour imager toute la hauteur de la plaque soit 100 mm, à l'entrée d'un GOI de diamètre 10 mm comme étant de l'ordre de 10. Sachant que le rayon de l'enceinte est de 1200 mm et qu'on ne veut pas s'éloigner davantage, on trouve qu'il nous faut une focale de l'ordre de 100 mm pour obtenir le grandissement désiré. Une lentille seule ne serait pas satisfaisante car une si courte focale implique de petites ouvertures pour limiter les aberrations chromatiques. Or on veut collecter un maximum de photons car le signal attendu est faible. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser un objectif d'appareil photo qui possède une focale de 90 mm, une ouverture plus grande qu'une lentille de la même dimension et permet,

---

2. Le Spectralon est une marque déposée de la société Labsphere



**Figure 2.10.** Schéma du diagnostic de collection de la lumière diffusée vers l'arrière en dehors du cône de focalisation lors des campagnes d'interaction en régime picoseconde.

par construction, de corriger les aberrations chromatiques dans le spectre visible. De plus, le zoom facilite la mise au point sur la caméra.

Pendant les tirs, pour limiter au maximum les parasites lumineux liés à la présence du faisceau de chauffage et aux multiples réflexions possibles dans l'enceinte, on utilise une porte optique la plus courte possible sur le GOI, de 250 ps. L'impulsion d'interaction étant de quelques picosecondes, on élimine la majorité de la lumière provenant de l'impulsion de chauffage en démarrant l'acquisition à la fin de cette dernière en prenant en compte la gigue qui est  $<20$  ps. La figure 2.10c présente le montage à l'extérieur de l'enceinte qui permet d'imager le diffuseur.

**Le diagnostic X** est un spectromètre à cristal cylindrique. Il est de type Von Hamos et permet de mesurer les spectres d'émission X du chlore utilisé comme dopant dans les mousses (10% en masse). Ce diagnostic consiste en un spectromètre à cristal de mica cylindrique qui va focaliser la lumière provenant de la cible en ligne sur un écran radio luminescent à mémoire (en anglais IP pour Imaging Plate). Cette ligne correspond à une dispersion spectrale entre les longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  qui peuvent être ajustées en jouant sur les distances cristal-cible, cristal-IP et sur l'angle du cristal par rapport à l'IP. Pour définir tous ces paramètres, on doit déterminer la gamme spectrale qui nous intéresse. Cette gamme dépend du degré d'ionisation des noyaux de chlore. On s'attend dans notre expérience à avoir des ions  $\text{Cl}^{15+}$

et  $\text{Cl}^{16+}$  donc des raies d'émission entre 2,5 et 3 keV. Pour obtenir la température de notre plasma on comparera sur les spectres expérimentaux et ceux provenant du code FLYCHK [91] le rapport entre les intensités des raies d'émission  $\text{He}\alpha$  de  $\text{Ly}\alpha$ .

## 2.3 Les caractéristiques des cibles et les plasmas obtenus

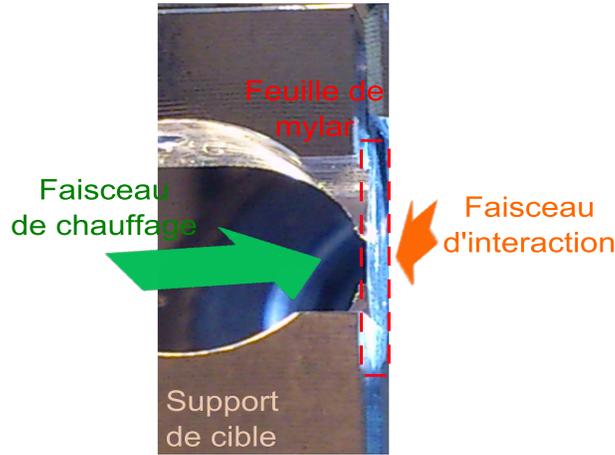
Lors des campagnes expérimentales, nous utilisons trois types de cibles différents qui nous permettent de créer des plasmas quasi-homogènes de densité électronique inférieure à la densité critique et des plasmas ayant un profil de densité croissante. Les plasmas quasi-homogènes sont obtenus à partir de feuilles minces explosées et de mousses sous denses. Il est possible de caractériser de façon précise la densité et la température électronique dans ces plasmas. Ils constitueront la première étape de l'analyse de l'interaction dans le plasma de couronne de l'allumage par choc. Chaque densité de plasma sera utilisée comme une partie du profil dans laquelle on fait interagir le pic d'impulsion. La seconde étape sera de créer des plasmas inhomogènes avec un profil de densité de type exponentiel. Nous les créerons à partir de cibles composées de plusieurs mousses sous denses. Bien que plus difficile à caractériser, nous obtiendrons un profil de densité croissante dans lequel se propagera un faisceau d'intensité pertinente pour l'étude de l'allumage par choc.

Nous allons maintenant détailler les différents types de cibles, la densité et la température électronique qu'ils permettent d'atteindre. On débutera par la présentation des feuilles minces explosées, puis des mousses sous denses et enfin des cibles multiples.

### 2.3.1 Les feuilles minces

Les feuilles minces sont composées de Mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ). Elles sont assez classiques dans les expériences d'interaction [92, 93]. Nous avons utilisé trois longueurs différentes (selon l'axe de propagation du faisceau d'interaction) : 300, 500 et 1000  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur (transversalement au faisceau d'interaction) des feuilles était de 1,5, 2,5 et 3,5  $\mu\text{m}$ . La figure 2.11 est une photo d'une feuille de 2,5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur montée sur un porte cible.

On peut ainsi accéder à des plasmas très peu denses,  $n_e < 0,24n_c$ . Leur utilisation impose deux conditions. D'une part, il faut ajuster l'épaisseur initiale de la feuille par rapport aux paramètres laser pour qu'elle soit complètement ablatée au moment de l'interaction. D'autre part, il faut trouver le décalage transverse nécessaire pour que l'axe du faisceau d'interaction soit au sommet du profil de densité. On évite ainsi la déflexion du faisceau lié à la propagation dans un gradient transverse. Pour cela, on doit prendre en compte la vitesse de recul de la feuille. Une fois le décalage initial nécessaire déterminé, on pourra caractériser les conditions hydrodynamiques du plasma.



**Figure 2.11.** Photo d'un porte-cible utilisé pour tenir une feuille mince explosée. Le cadre rouge montre la position initiale de la feuille.

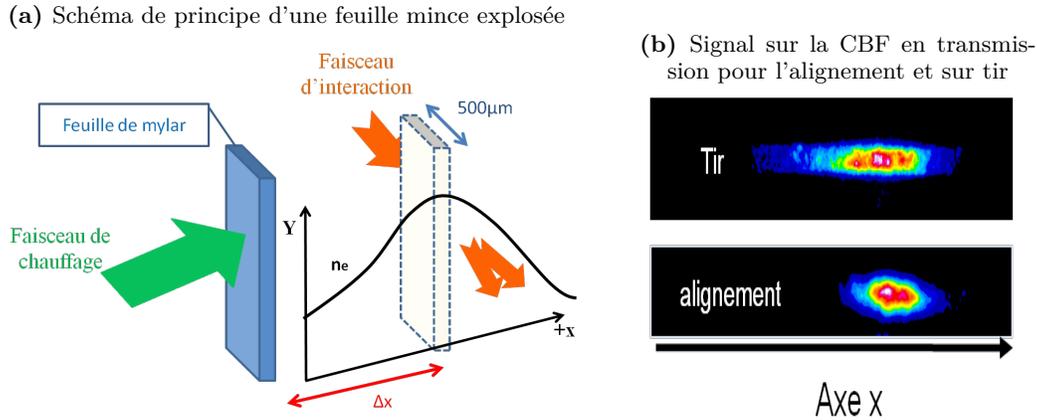
### 2.3.1.1 Détermination de la densité et de la vitesse de recul

On commence par calculer le taux de masse ablatée [94]. Ensuite, on divise ce taux par la masse volumique du matériau pour obtenir la distance ablatée par seconde. On déduit l'épaisseur maximale de feuille que l'on peut utiliser en fonction de la durée d'impulsion. Au-delà de cette valeur, une partie de la cible ne sera pas complètement ionisée. On rappelle la formule du taux de masse ablatée en fonction de l'intensité et de la longueur d'onde laser.

$$\dot{m}_a [kg/s cm^2] \approx 110 \left( \frac{\phi_a (W/cm^2)}{10^{14}} \right)^{1/3} \lambda_L^{-4/3} [\mu m], \quad (2.3)$$

où  $\phi_a$  est l'intensité laser absorbée par la cible et  $\lambda_L$  la longueur d'onde du laser. Pour nos conditions laser, on trouve que l'épaisseur maximale qui peut être ablatée par le laser est d'environ  $7 \mu m$  de Mylar (masse volumique  $\approx 1,05 g/cm^3$ ). Nous utiliserons des feuilles de  $1,5 \mu m$ ,  $2,5 \mu m$  et  $3,5 \mu m$  d'épaisseur pour que le faisceau de chauffage ait complètement ionisé la feuille avant le temps  $\Delta t$  qui correspond au décalage temporel entre les deux faisceaux. Ces épaisseurs, bien inférieures à l'épaisseur maximale ablatée, permettent que le profil de densité s'homogénéise et que la densité maximale présente dans le profil soit inférieure à la densité critique. Les épaisseurs sont à présent fixées, il reste alors à déterminer le  $\Delta x$  nécessaire pour chaque épaisseur de feuille comme présenté sur la figure 2.12a.

Lorsque le faisceau de chauffage arrive sur la feuille, elle est ionisée puis accélérée par la pression d'ablation [95]. Elle est mise en vitesse en même temps que le profil de densité se détend. La figure 2.12a résume la géométrie nécessaire pour l'irradiation des feuilles minces explosées. Pour contrôler le décalage initial nécessaire pour les feuilles minces, on se base sur la déflexion du faisceau d'interaction en utilisant l'imagerie de la face arrière de la cible. On pointe le faisceau d'interaction à une position fixée et on ajuste le  $\Delta x$  de la position initiale de la feuille pour que, lors d'un tir, le faisceau ne soit pas dévié comme on le voit sur la figure 2.12b. Cette figure montre la position du faisceau transmis à travers le plasma sur la caméra



**Figure 2.12.** Description de la méthode expérimentale suivie pour se placer au sommet du profil de densité en prenant en compte la vitesse de recul de la feuille.  $\Delta x$  correspond au décalage initial de la feuille « vers le faisceau de chauffage ».

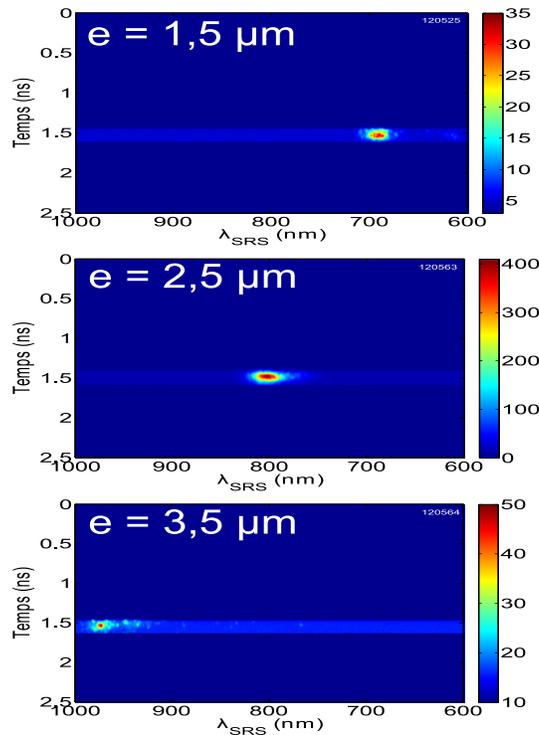
à balayage de fente. L'image du haut a été obtenue sur tir et celle du bas correspond à la position (sans cible) d'alignement du faisceau d'interaction. On constate que la position sur l'axe  $x$  du faisceau en sortie de plasma est la même sur les deux images. Le faisceau n'est donc pas dévié par la traversée du plasma ce qui signifie que l'on a tiré au sommet du profil. On conserve cette valeur de  $\Delta x$  pour cette épaisseur de feuille mince.

Une fois que l'on s'est assuré que l'on tire au sommet du profil, on peut s'intéresser aux caractéristiques hydrodynamiques du plasma telles que sa température et sa densité électronique.

On étudie les spectres de rétrodiffusion provenant des plasmas de feuilles minces obtenus sur les tirs aux plus faibles intensités ( $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>). Pour obtenir la densité électronique on utilise le spectre Raman. Si les effets de température sont négligés, on obtient la densité électronique à laquelle se produit le Raman par la formule 1.18. Comme les plasmas créés sont en dessous du quart-critique, toutes les densités présentes dans la cible peuvent produire du Raman.

Les spectres Raman expérimentaux obtenus pour les trois épaisseurs de cibles sont présentés dans la figure 2.13. De même que pour la transmission, la résolution temporelle de la CBF n'est pas suffisante pour capturer l'évolution du signal en fonction du temps.

Les trois signaux sont peu étalés spectralement ce qui implique que l'instabilité se produit dans un profil de densité électronique homogène. Ainsi, on a la mesure directe de la densité électronique du plasma créé à partir de la longueur d'onde rétrodiffusée par l'instabilité Raman. Le décalage vers le rouge du spectre avec l'augmentation de l'épaisseur de la feuille montre que la densité électronique du plasma augmente. Dans la suite, on suppose que les conditions hydrodynamiques du plasma sont conservées tant que l'épaisseur, le décalage initial de la feuille et les paramètres du faisceau de chauffage restent inchangés. Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 2.1. L'incertitude sur les valeurs de densité a été déterminée



**Figure 2.13.** Spectre SRS du faisceau d’interaction obtenus pour des plasmas de feuilles minces d’épaisseur croissante explosées par l’impulsion nanoseconde.  $\Delta t = 1,5$  ns et  $I = 2 \cdot 10^{15} \text{W/cm}^2$

en prenant en compte la largeur de la fente d’entrée du spectromètre.

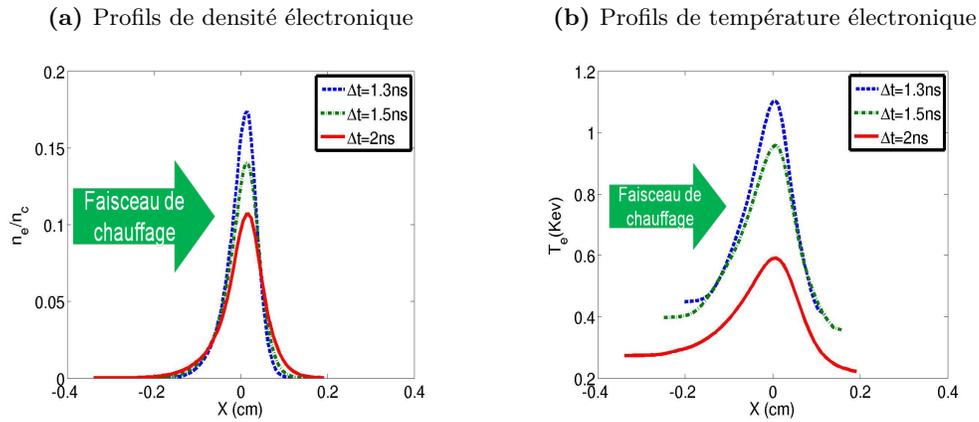
**Table 2.1.** Résumé des conditions hydrodynamiques pour les feuilles minces.  $\Delta t = 1,5$  ns

Épaisseur de la feuille ( $\mu\text{m}$ )	Densité électronique ( $n_e/n_c$ )	Incertitude sur la densité
1,5	0,05	0,02
2,5	0,11	0,01
3,5	0,21	0,02

Pour calculer la densité des feuilles minces nous avons également utilisé les résultats de simulations hydrodynamiques du code FCI2 qui permet d’obtenir les profils hydrodynamiques présentés sur la figure 2.14. On constate un plutôt bon accord avec nos mesures expérimentales. Ces simulations nous permettent de vérifier que sur une largeur de  $100 \mu\text{m}$ , qui correspond à la largeur à mi-hauteur du faisceau d’interaction, le profil de densité électronique est homogène.

### 2.3.1.2 Mesure de la température électronique

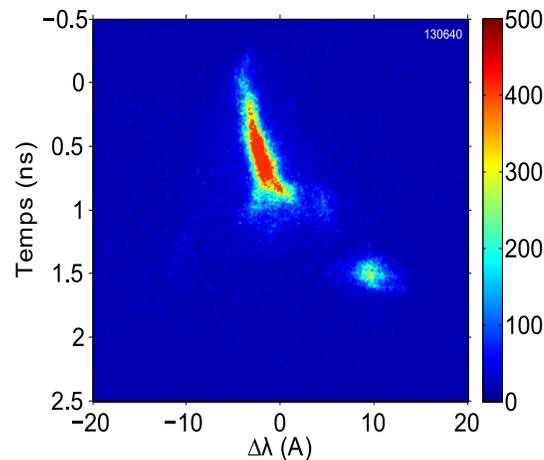
La température électronique du plasma a été mesurée expérimentalement à partir de l’étude du décalage spectral de la rétrodiffusion Brillouin, en utilisant les formules données



**Figure 2.14.** Simulations hydrodynamiques obtenues avec le code du CEA FCI2, pour une feuille mince exposée de  $2,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

dans la partie 1.2.6. Pour l'intensité la plus basse, on suppose que l'instabilité de diffusion Brillouin se développe au sommet du profil où la vitesse d'expansion est nulle.

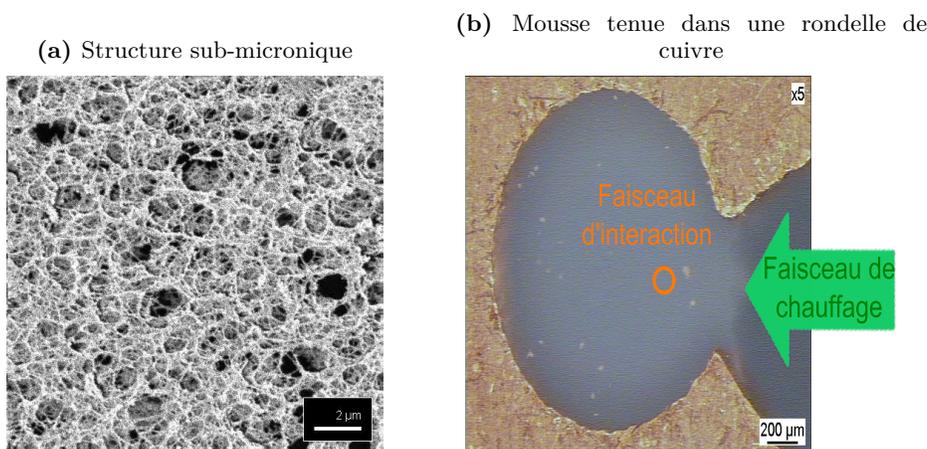
La figure 2.15 présente un spectre obtenu avec une feuille de  $2,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Pour estimer le décalage, la longueur d'onde au centre de la tache est mesurée,  $\Delta\lambda = 9 \pm 1 \text{ \AA}$  et la température  $T_e = 0,90 \pm 0,30 \text{ keV}$  dans ce plasma de feuille mince exposée est déduite par la formule 1.39. La principale source d'incertitude avec cette méthode se situe dans la mesure précise du décalage spectral, la température dépendant fortement de ce dernier.



**Figure 2.15.** Spectre Brillouin obtenu pour une feuille mince de  $2,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$ . La première contribution en temps correspond au signal du faisceau de chauffage et la seconde au signal Brillouin du faisceau d'interaction.

### 2.3.2 Les mousses sous-denses

L'autre type de cible utilisé lors de cette campagne est composé de mousses de Cellulose Tri-Acétate (ou TAC) de formule  $C_{12}H_{16}O_8$  [96]. L'utilisation de mousses de faibles densités, entre  $3 \text{ mg/cm}^3$  et  $30 \text{ mg/cm}^3$  permet d'obtenir des plasmas de densité maximum contrôlée entre  $0,24n_c$  et  $2n_c$ , plus denses qu'avec les feuilles minces explosées. La structure microscopique de la mousse ainsi que la vue d'ensemble de ce type de cible, sont présentées sur la figure 2.16. Une mousse est constituée de nombreux filaments de très petit diamètre (sub-microniques), orientés dans toutes les directions. Le laser ionise cette structure en réseau petit à petit, chaque filament créant un plasma qui comble le vide jusqu'au prochain filament et ainsi de suite. Du point de vue macroscopique, le plasma obtenu est quasi-homogène sur une grande partie de la longueur de la mousse.



**Figure 2.16.** Images d'une mousse de TAC sous-dense utilisée.

Pour utiliser ce type de cibles on doit connaître deux paramètres importants : la masse volumique de la cible et la profondeur ionisée par le faisceau de chauffage au moment de l'interaction.

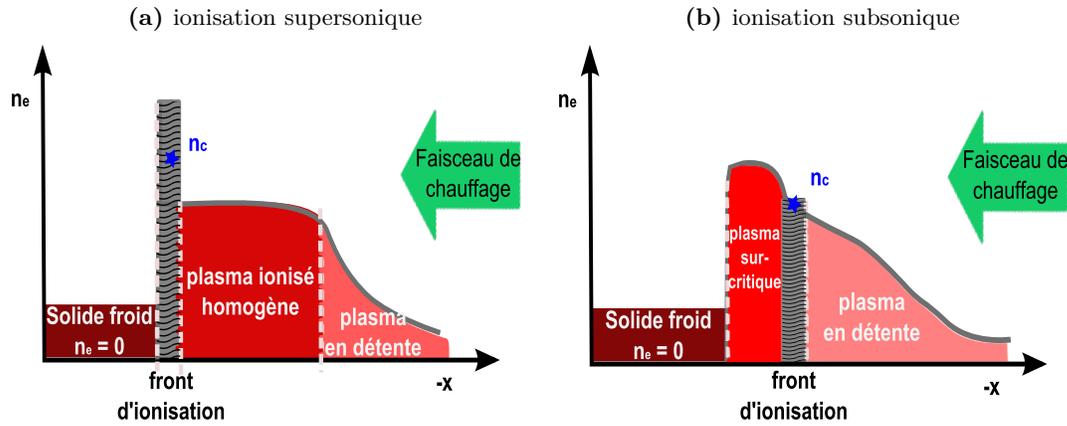
#### La masse volumique de la cible par rapport à la masse volumique critique du laser.

La masse volumique critique est définie à partir de la densité critique laser, donnée par la formule 5, et de la composition de la mousse. On établit la masse volumique critique :

$$\rho_c = \frac{1,1 \cdot 10^{-21} A}{(\lambda[\mu\text{m}])^2 N_A \langle Z \rangle} 10^{-3} = 12,5 \text{ [mg/cm}^3\text{]}, \quad (2.4)$$

avec  $\langle Z \rangle$  le nombre d'électron moyen par ion,  $A$  la masse d'un ion moyen et  $N_A$  le nombre d'Avogadro.

Le comportement du profil de densité du plasma ionisé dépend de la vitesse du front d'ionisation comparée à la vitesse du son et de la masse volumique de la mousse  $\rho_{\text{mousse}}$



**Figure 2.17.** Schémas d'ionisation des mousses sur et sous critiques.

comparée à la masse volumique critique  $\rho_c$  du laser. La mousse est considérée comme sous-critique si  $\rho_{\text{mousse}} < \rho_c$  et sur-critique dans le cas contraire. On définit trois cas : la mousse est sous-critique et l'ionisation est supersonique, la mousse est sous-critique et l'ionisation est subsonique, enfin la mousse est sur-critique et l'ionisation est forcément subsonique.

Le cas d'une mousse sous-critique et d'une ionisation supersonique est schématisé sur la figure 2.17a. L'impulsion de chauffage (en vert) est suffisamment énergétique pour que la vitesse de propagation du front soit supérieure à la vitesse du son. Derrière le front d'ionisation se forme un plateau de densité puis une détente exponentielle. La densité critique est alors uniquement présente dans le front d'ionisation qui est constitué de fortes fluctuations de densité.

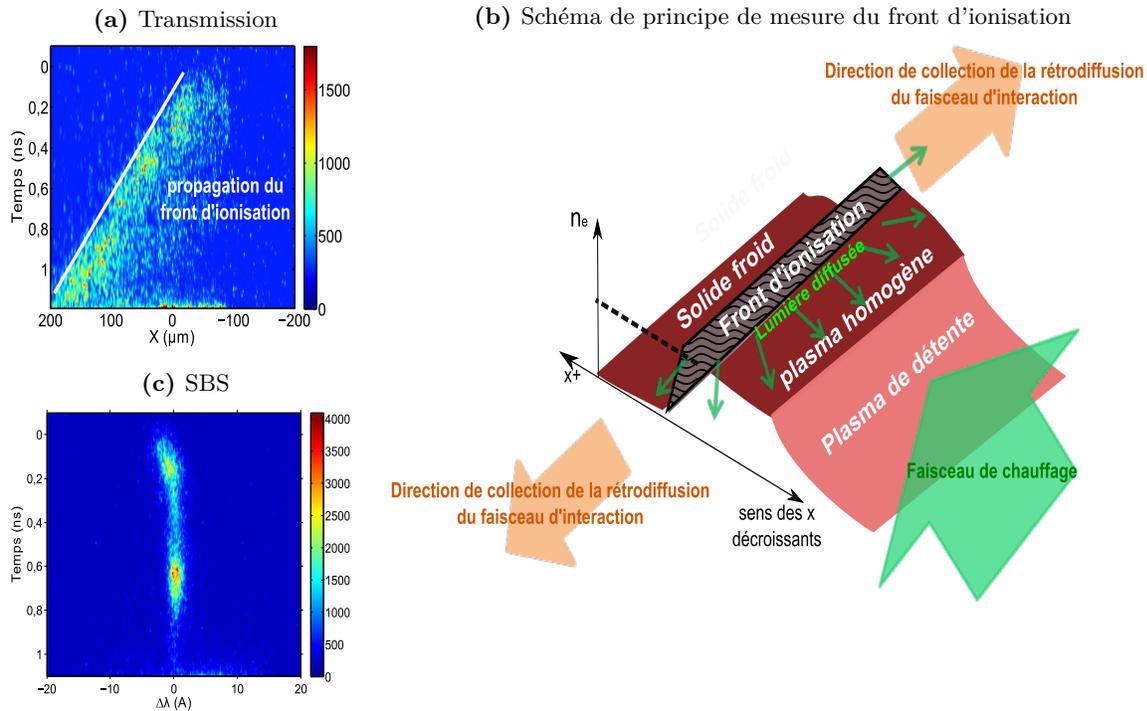
Le cas où l'ionisation est subsonique est représenté par la figure 2.17b. Ici le front d'ionisation se propage moins vite que la vitesse du son. En dessous de  $n_c$ , aucun plateau ne se forme à l'arrière du front et le profil de densité possède une légère pente qui après 1 ns de chauffage est quasi-homogène sur le diamètre de la tache focale du faisceau d'interaction [97]. Au dessus de  $n_c$ , l'impulsion de chauffage crée un choc et un bourrelet de densité se forme.

### La longueur de la mousse par rapport à l'intensité laser et au délai entre les deux faisceaux

On peut estimer la vitesse de propagation du front d'ionisation dans la mousse à l'aide du modèle 1D développé par Gus'kov *et al.* [98] qui donne la formule :

$$V_{\text{ionisation}}[\text{cm/s}] \approx 9,7 \cdot 10^4 \frac{A^{2/3} I_{14}^{1/3}}{\langle Z \rangle^{2/3} \lambda_L^{4/3} \rho_a^\alpha \rho_s^{1-\alpha}}, \quad (2.5)$$

où  $\rho_a$  est la densité de la mousse en  $\text{g/cm}^3$ ,  $\rho_s$  la densité des filaments solides en  $\text{g/cm}^3$ ,  $I_{14}$  l'intensité laser en  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  et  $\alpha$  est un paramètre décrivant la géométrie de la mousse. Il peut varier entre 0,5 et 1.



**Figure 2.18.** Image sur les diagnostics en transmission et en rétrodiffusion du faisceau d'interaction pour la mesure de la propagation du front d'ionisation avec schéma de diffusion de la lumière.

On ajustera le délai entre l'impulsion de chauffage et celle d'interaction pour que le second faisceau se propage dans le plasma de mousse quasi-homogène. Cette position se situe derrière le front d'ionisation sur la figure 2.17a, où la mousse est totalement ionisée. Ainsi, connaissant la vitesse de propagation du front d'ionisation ou la position de la densité critique, on fixe la valeur du  $\Delta x$  de la figure 2.5b.

On présente maintenant la méthode expérimentale de caractérisation de la position du front d'ionisation sur une cible de mousse TAC que l'on va comparer avec le modèle.

### 2.3.2.1 La vitesse du front d'ionisation et la densité électronique

La géométrie des faisceaux impose une ionisation qui se propage du bord vers l'intérieur comme nous l'avons vu sur la figure 2.5b. Avec la durée de 1,5 ns du faisceau de chauffage, la totalité de la mousse de diamètre 2 mm ne peut être ionisée. On doit connaître le volume de la mousse qui a été ionisé pour que le faisceau d'interaction se propage à travers les conditions plasma souhaitées. Le paramètre important est la position du front d'ionisation, notée  $x_{ft}$  qui permet de choisir la valeur de  $\Delta x$  correspondant au décalage de la tache focale du pico par rapport au bord de la mousse. Avant les expériences, nous avons estimé la valeur de  $x_{ft}$  à l'aide de la formule 2.5. Cependant cette valeur est entachée d'une incertitude liée au paramètre géométrique  $\alpha$  décrivant la mousse. Ce paramètre dépend de la technique de fabrication de la cible. Nous résolvons expérimentalement ce problème en utilisant les mesures de la lumière transmise selon l'axe du faisceau picoseconde. Sur ces mesures, nous observons la localisation

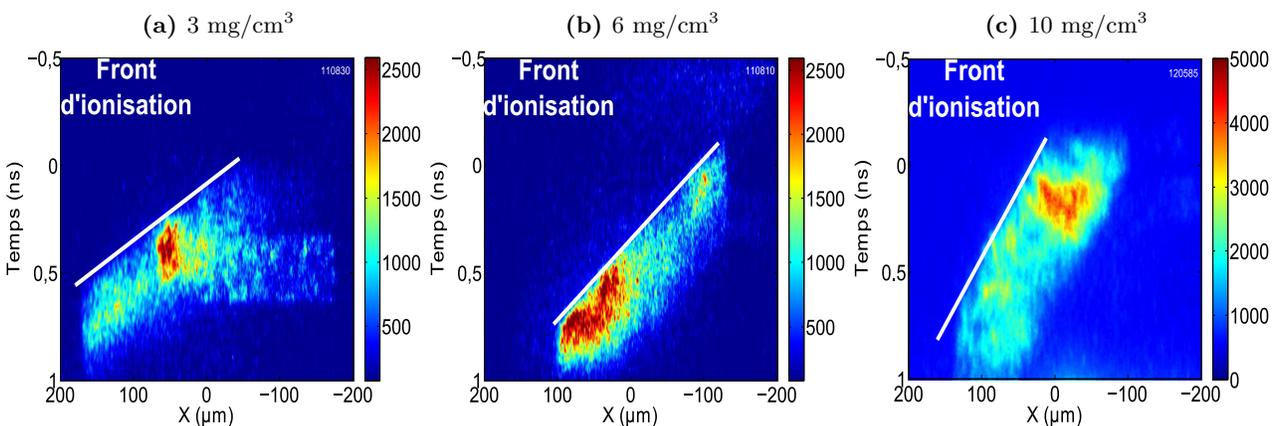
du front d'ionisation au cours du temps via la diffusion à  $2\omega$  associée au faisceau de création.

La figure 2.18a correspond à l'image 1D résolue en temps du plan de sortie du plasma de mousse. L'axe des abscisses correspond à l'axe  $x$ , le faisceau de chauffage vient de la droite et le faisceau d'interaction se propage orthogonalement à l'image (« il vient vers nous »).

Pour connaître la position du front d'ionisation, on s'intéresse uniquement à la contribution du faisceau de création. Elle dure environ 1 ns et se déplace vers les  $x$  positifs lorsque le temps augmente (rampe sur l'image). Elle s'explique par le schéma de la figure 2.18b qui représente le profil de densité électronique lors de l'ionisation de la mousse par le faisceau de chauffage. Le laser se propage jusqu'au front d'ionisation dans un plasma sous-critique. A cet endroit, le front d'ionisation qui contient des fluctuations de densité importantes diffuse la lumière dans toutes les directions. Cette lumière va ensuite être collectée par les diagnostics qui regardent la transmission du faisceau d'interaction. L'évolution spatio-temporelle de ce signal donne la vitesse d'ionisation de la mousse par le faisceau nanoseconde.

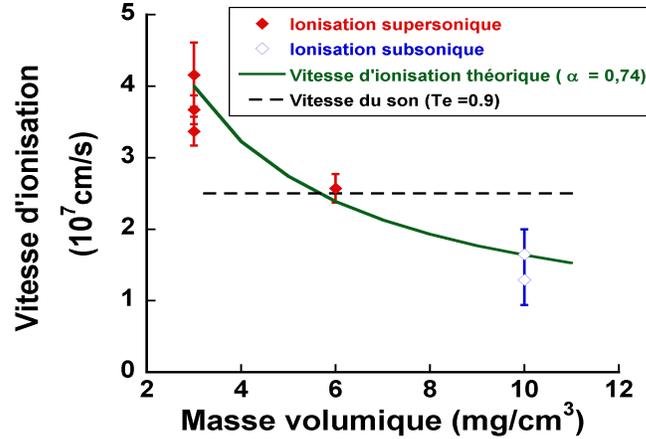
On retrouve la lumière diffusée sur le front d'ionisation dans la direction opposée. On utilise pour cela les spectres résolus en temps de la rétrodiffusion Brillouin de la figure 2.18c où l'on remarque à nouveau une contribution de durée nanoseconde. Comme le signal est dispersé spectralement par le réseau du spectromètre, on obtient une information complémentaire concernant sa longueur d'onde. On voit que ce signal correspond à de la lumière proche de  $0,526 \mu\text{m}$  (longueur d'onde du laser) ce qui est en accord avec de la diffusion du faisceau de chauffage.

On peut donc déterminer de façon expérimentale, la position  $x_{ft}$  en fonction du temps et adapter le décalage initial de la cible  $\Delta x$  par rapport à l'axe du faisceau d'interaction. Enfin, si l'ionisation est subsonique, on ne mesure pas la position du front d'ionisation mais celle de la densité critique. Comme les longueurs d'onde du faisceau d'interaction et de chauffage sont les mêmes, cette valeur nous suffit pour trouver le  $\Delta x$  qui nous intéresse.



**Figure 2.19.** Images à une dimension spatiale obtenues sur la caméra à balayage de fente pour les différents types de mousses sous-denses. Les images a) et b) correspondent à la campagne 2011 et l'image c) à la campagne 2012. Les échelles de couleur sont modifiées pour mettre en évidence le front d'ionisation.

La figure 2.19 représente les images de la diffusion sur les fronts d'ionisation pour des densités de mousses de 3, 6 et 10  $\text{mg}/\text{cm}^3$ . L'augmentation de la densité (de gauche à droite sur l'image) conduit à un raidissement de la pente du signal nanoseconde. On constate que la valeur du signal diffusé n'est pas constante au cours du temps. Les mesures de la vitesse du front d'ionisation déduites de ce diagnostic sont regroupées sur la figures 2.20 et comparées avec les vitesses calculées à l'aide de la formule 2.5 pour différentes densités. Les valeurs expérimentales sont représentées par les losanges rouges et bleus. L'incertitude concernant chaque point vient de la mesure de la pente sur l'image.



**Figure 2.20.** Comparaison entre le modèle théorique d'ionisation des mousses [98] et les valeurs mesurées expérimentalement.

On détermine la valeur du paramètre  $\alpha$  de  $0,74 \pm 0,03$ , pour laquelle le modèle est en bon accord avec les vitesses expérimentales. Le paramètre  $\alpha$  ne varie pas avec la densité de la mousse car il est lié à la technique de fabrication qui est la même pour toutes les mousses. La courbe noire en pointillés représente la vitesse acoustique ionique pour une température électronique de 0,9 keV. On montre que l'ionisation est subsonique pour les mousses de densité supérieure à 6  $\text{mg}/\text{cm}^3$ . Toutes ces valeurs ont été obtenues sur des cibles de 500  $\mu\text{m}$  de long avec une intensité de chauffage  $I \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ . Comme la longueur de la tache focale du faisceau de chauffage est adapté à la longueur de la mousse, on utilisera la dépendance en intensité contenue dans le modèle  $V_{\text{ionisation}} \propto I^{1/3}$  pour calculer le  $\Delta x$  d'une cible de longueur différente. Le décalage à effectuer doit tenir compte de la taille de la tache focale du faisceau d'interaction. Nous avons utilisé le décalage où l'axe du faisceau d'interaction est le plus proche possible du front d'ionisation tout en prenant garde à ce que la tache focale ne traverse pas les perturbations de densité du front d'ionisation. On présente un tableau récapitulatif Table 2.2 des différents décalages effectués expérimentalement .

Sur quelques tirs, nous avons utilisé un délai différent de  $\Delta t = 1 \text{ ns}$ , entre le faisceau de chauffage et le faisceau d'interaction. Dans ce cas, on adapte le  $\Delta x$  mais on considère que les conditions hydrodynamiques dans la zone de 100  $\mu\text{m}$  après le front d'ionisation sont

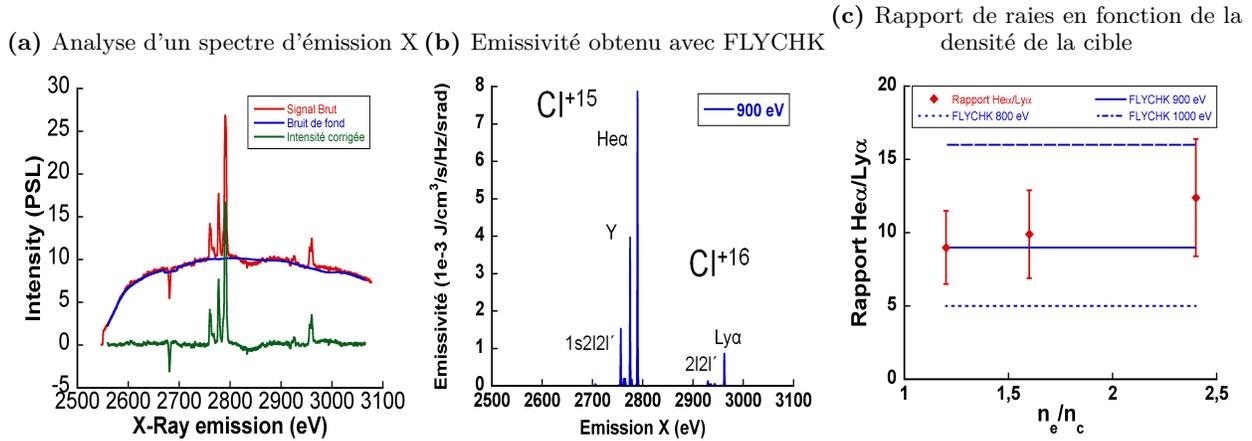
très similaires. En réduisant le délai entre les faisceau de 1,5 à 1 ns, on réduit l'énergie mais l'intensité de chauffage est conservée. L'énergie laser supplémentaire, pour des  $\Delta t$  plus grands, contribue principalement à ioniser la cible plus en profondeur et très peu à chauffer la partie sous critique du profil. En effet, dans la géométrie utilisée sur la figure 2.5b, la totalité de la mousse n'est pas ionisée et il reste toujours une partie solide froide. Le laser ne traverse pas la mousse donc la détente ne se produit que du côté du laser. La figure 2.17 est toujours valable seulement elle est translatée en fonction du délai temporel. Pour cette raison, on considère que si on adapte le décalage initial, les conditions hydrodynamiques sont proches entre des  $\Delta t$  de 1 et 1,5 ns.

**Table 2.2.** Tableau montrant les différents  $\Delta x$  pour les mousses sur critiques pour une intensité de  $I \approx 4.10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> pour un délai temporel de 1,5 ns entre les faisceaux

Densité de la mousse (mg/cm <sup>3</sup> )	$V_{ionisation}$ ( $\mu\text{m}/\text{ns}$ )	$\Delta x$ ( $\mu\text{m}$ )
3 ( $\approx 0,24n_c$ )	350	400
6 ( $\approx 0,48n_c$ )	250	150
10 ( $\approx 0,8n_c$ )	150	100

### 2.3.2.2 La température électronique dans les mousses

Nous avons réalisé une partie des tirs sur des mousses dopées avec du chlore pour estimer la température de façon expérimentale. On pourra ainsi vérifier que les valeurs de température données par les simulations FCI2, la modélisation de l'ionisation des mousses étant compliquée lorsque l'énergie d'ionisation est inférieure au kilojoule. En effet, le degré d'ionisation atteint pour le dopant dans le plasma est lié à sa température électronique. Chaque degré d'ionisation va effectuer des recombinaisons électroniques qui induisent des raies d'émission X spécifiques. Ce spectre expérimental est comparé avec des simulations FLYCHK [91] dont les paramètres d'entrée sont une température électronique de 900 eV, une densité électronique  $n_e = 10^{21}$  cm<sup>-3</sup> et un état initial hors ETL (Equilibre Thermodynamique Local). Le spectre d'émission X de mousses est présenté sur la figure 2.21a. Il s'agit de mousse sur-critique où le Chlore représente 10% de la masse car le dopage s'est avéré impossible dans les mousses moins denses. A cause de la présence du faisceau picoseconde qui augmente l'émission par Bremsstrahlung des électrons, le spectre d'émission X est assez bruité. Cependant, ce bruit se traduit par la présence d'un signal continu sur toute la largeur du spectre qui est de l'ordre de la moitié du signal. Avant de pouvoir calculer les rapports de raies ce bruit de fond est soustrait. On obtient finalement la courbe verte sur laquelle on peut calculer les rapports entre les différentes raies d'émission. On représente sur la figure 2.21c les rapports des raies He $\alpha$  du Cl<sup>15+</sup> et Ly $\alpha$  du Cl<sup>16+</sup> obtenus lors de cette campagne pour trois densités de plasma. Ce rapport varie très peu et reste aux alentours de 10. On n'observe pas de dépendance forte vis-à-vis de la densité. Un rapport de raies plus élevé signifie que la température électronique est plus faible. Nous présentons sur la figure 2.21b les simulations FLYCHK pour une températures de 900 eV. Si on change la température entre 800, 900 et 1000 eV, les rapports de



**Figure 2.21.** Spectres d'émission X expérimental a), à partir de simulations b) et rapport de raies  $\text{He}\alpha/\text{Ly}\alpha$  c) lors de la campagne picoseconde.

raies  $\frac{\text{He}\alpha}{\text{Ly}\alpha}$  sont respectivement 16, 9 et 5 comme représenté sur la figure 2.21c. On déduit une température électronique de  $0,85 \pm 0,05$  keV. Finalement, on considère que la température électronique dans tous les plasmas de mousse est de  $0,9 \pm 0,15$  keV pour une intensité de  $4,5 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

Avant de présenter la façon d'obtenir un plasma inhomogène de densité croissante de type exponentiel, nous expliquons les différences entre les plasmas de feuille mince explosée et de mousse. Les deux plasmas nous permettent d'obtenir un plasma quasi-homogène sur toute ou une partie de sa longueur. Cependant, il existe une différence qui provient de la longueur de gradient caractéristique du pré-plasma selon l'axe du faisceau d'interaction. En effet, dans le cas des feuilles minces on obtient un plasma qui peut se détendre dans toutes les directions dès que la feuille mince a été complètement ionisée. Le pré-plasma est donc attendu avec une longueur de gradient similaire à celle selon l'axe du faisceau de chauffage. Dans le cas d'une mousse, la cible est continuellement ionisée par le faisceau de chauffage. Ainsi, la détente selon l'axe du faisceau d'interaction ne dure que le temps que le front d'ionisation parcourt le diamètre de la tache focale. Le pré-plasma est donc différent dans le cas d'une mousse que d'une feuille. La géométrie d'irradiation de la cible rend difficile la caractérisation hydrodynamique des deux pré-plasmas correspondant à chaque type de cible. Pour cette raison, on distinguera les plasmas de feuille mince explosée qualifiés de basse densité et ceux de mousse qualifiés de haute densité.

### 2.3.3 Les plasmas inhomogènes

Nous avons présenté deux types de cibles qui vont nous permettre d'étudier l'interaction dans les plasmas quasi-homogène de densité et de température connue. Pour aller plus loin et s'approcher le plus possible au profil du plasma de couronne de l'allumage par choc, nous

devons créer un profil de densité inhomogène de type exponentiel.

### 2.3.3.1 Les cibles multiples

La solution envisagée pour obtenir un plasma avec un gradient de densité est d'utiliser plusieurs mousses que l'on préforme simultanément avec le faisceau de chauffage. Prenons l'exemple de la cible multiple détaillée sur la figure 2.22a. Elle est composée de trois mousses accolées ayant des densités respectives de 3, 6 et 12 mg/cm<sup>3</sup>, mesurant chacune  $\approx 300 \mu\text{m}$  de long. Elles sont placées de façon à ce que la plus faible densité soit du côté du faisceau d'interaction. Il va alors se propager dans trois plasmas quasi-homogènes successifs de densité croissante qui constitue un profil de densité en escalier. On présente sur la figure 2.22b le profil schématique après ionisation. Si on suppose un profil exponentiel passant par les valeurs de densité des mousses ionisées (courbe rouge), on trouve une valeur de gradient de  $450 \mu\text{m}$ .

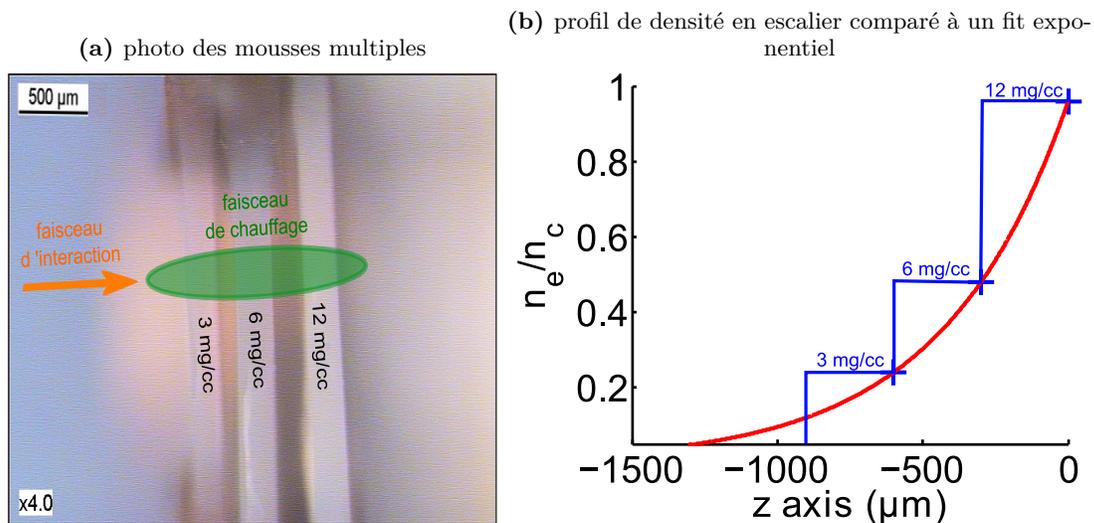


Figure 2.22. Assemblage des cibles multiples.

Une des difficultés de l'utilisation de ce type de cible vient de leur assemblage. En effet, nous utilisons des mousses de densités différentes sur un même tir, il faut alors introduire des  $\Delta x$  différents entre les cibles. Pour obtenir le décalage souhaité sur chaque mousse, on effectue une première mesure une fois les trois cibles collées. Les cibles sont généralement collées de façon à ce que le bord de chaque cible soit aligné (à  $200 \mu\text{m}$  près). On aligne la cible de plus faible densité avec le bon  $\Delta x$ . Le décalage nécessaire par rapport au bord de la cible diminuant avec la densité, une fois la première cible alignée il ne reste plus qu'à "rogner" l'épaisseur de cible en trop sur les deux suivantes pour obtenir les bons décalages. En pratique, les mousses sont des matériaux très fragiles. La précision de cet alignement ne peut être assurée à moins de  $100 \mu\text{m}$  par peur de détruire complètement la cible. Par ailleurs, il est difficile d'assurer une bonne reproductibilité des cibles. On connaît cependant de façon précise le décalage entre chaque cible pour tous les tirs. On doit aussi tenir compte du fait que la proximité entre toutes les cibles conduit lors du chauffage à une collision des plasmas

en expansion selon l'axe du faisceau d'interaction. Cette collision conduit à des sur-densités entre les différentes marches de l'escalier. La collision de plasma ajoutée à la géométrie d'irradiation rend difficile une caractérisation numérique du profil que l'on obtient.

### 2.4 Résumé des conditions expérimentales

En conclusion, nous avons défini la configuration expérimentale et caractérisé la densité et la température électroniques des différents types de plasmas utilisés. On dispose de trois cibles différentes : deux qui donnent un profil électronique quasi-homogène et une qui forme un profil de densité électronique croissant. Le faisceau de chauffage permet d'atteindre des températures de l'ordre du keV dans tous les plasmas créés. Le faisceau d'interaction est lissé spatialement par une lame de phase aléatoire qui permet d'assurer la reproductibilité tir à tir et de contrôler la distribution spatiale de l'intensité dans le vide. Dans chaque plasma, on mesure les spectres rétrodiffusés pour des longueurs d'onde correspondant aux instabilités de diffusion Brillouin et Raman stimulées, ainsi que la distribution spatiale d'intensité dans le plan de sortie du plasma. L'utilisation de caméras à balayage de fente permet de séparer temporellement les signaux provenant du faisceau de chauffage et du faisceau d'interaction.

Pour comprendre l'influence des instabilités dans le plasma de couronne, on étudiera d'abord l'interaction en plasma quasi-homogène pour des densités croissantes. On aura reconstitué, par partie, le profil de type exponentiel du plasma de couronne. On saura alors quelles instabilités dominent le couplage et quelles sont les pertes d'énergie associées en fonction de la densité du plasma. Ensuite, on comparera ces résultats avec ceux obtenus en plasma inhomogène pour déterminer dans quelle mesure l'inhomogénéité du profil influe sur les instabilités.

# Chapitre 3

## Etude expérimentale de l'interaction d'un faisceau court dans un plasma long et chaud

### Sommaire

---

3.1	Effet de la densité électronique d'un plasma quasi-homogène sur l'interaction d'un faisceau basse intensité ( $2.10^{15}$ W/cm <sup>2</sup> ) . . . . .	<b>73</b>
3.1.1	Etude à basse densité . . . . .	74
3.1.2	Etude à haute densité . . . . .	77
3.1.3	Conclusion de l'étude à basse intensité . . . . .	79
3.2	Effet de la densité électronique maximale du plasma sur l'interaction d'un faisceau haute intensité ( $2.10^{16}$ W/cm <sup>2</sup> ) . . . . .	<b>80</b>
3.2.1	Etude à basse densité . . . . .	80
3.2.2	Etude à haute densité . . . . .	83
3.2.3	Conclusion de l'étude à haute intensité . . . . .	86
3.3	Plasmas inhomogènes . . . . .	<b>86</b>
3.3.1	Les cibles multiples . . . . .	86
3.3.2	Conclusion de l'étude en plasma inhomogène . . . . .	88
3.4	Analyse des résultats dans le cadre de l'allumage par choc. . . . .	<b>88</b>
3.4.1	Caractérisation de l'éclatement et du lissage de la distribution spatiale d'intensité . . . . .	89
3.4.2	Influence de l'instabilité de diffusion Brillouin sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud . . . . .	95
3.4.3	Influence de l'instabilité de diffusion Raman sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud . . . . .	100
3.5	Bilan énergétique du couplage dans les plasmas quasi-homogènes et comparaison avec le profil du plasma de couronne . . . . .	<b>106</b>
3.5.1	Partie basse densité du profil . . . . .	106

### 3. ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTERACTION D'UN FAISCEAU COURT DANS UN PLASMA LONG ET CHAUD

---

3.5.2	Partie haute densité du profil . . . . .	109
3.5.3	Résumé de l'étude de l'interaction d'un faisceau intense d'une durée d'impulsion 5 ps . . . . .	110
3.5.4	Discussion des résultats obtenus en 5 ps dans le cadre de l'allumage par choc. . . . .	111

---

Lors de la présentation des problèmes liés à l'interaction du pic d'intensité avec le plasma coronal dans le schéma d'allumage par choc, nous avons vu que l'intensité locale en fonction de la position dans le plasma de couronne est déterminante pour le comportement des instabilités. Cependant, l'intensité du faisceau d'interaction est telle que les mécanismes non-linéaires sont prépondérants et empêchent l'obtention d'un profil d'intensité locale précis. Ainsi, il est impossible de prédire la densité (position) que l'impulsion atteint avant d'être absorbée de façon significative.

Pour répondre à ces questions, nous étudierons d'abord l'interaction dans des plasmas quasi-homogènes pour une intensité de  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Nous présenterons l'effet de la densité du plasma sur la croissance des instabilités. Ensuite, toujours dans des plasmas quasi-homogènes, nous caractériserons l'interaction pour une intensité du faisceau d'interaction de  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Nous observerons alors les effets de l'intensité sur le couplage du faisceau. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus dans des plasmas inhomogènes qui ont un profil de densité électronique croissant jusqu'à la densité critique.

A la suite de la description de ces résultats, nous mettrons en évidence ce qu'ils impliquent pour les premières picosecondes du couplage du pic d'intensité de l'allumage par choc. Nous considérerons d'abord les effets de la filamentation et de l'autofocalisation sur la distribution spatiale d'intensité dans le plan de sortie du plasma qui ont été observés principalement à haute intensité et forte densité. Puis, nous détaillerons l'importance des pertes dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin stimulée pour des densités électroniques maximales importantes. L'instabilité de diffusion Raman stimulée induira une réflectivité limitée quelques soient les conditions plasmas. Nous terminerons par un bilan énergétique dans les différentes densités de plasma. L'absorption de l'intensité est en relativement bon accord avec des calculs de Bremsstrahlung inverse à basse intensité alors qu'à haute intensité, elle s'en écarte considérablement.

On rappelle les principales caractéristiques de chaque faisceau. Le faisceau de chauffage possède une tache focale elliptique adaptée à la longueur de la cible et fournit une intensité moyenne respectivement de 2,3 ; 4,5 et 7,6  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> pour des cibles de longueur de 1000 ; 500 et 300  $\mu$ m respectivement. Le faisceau d'interaction est lissé à l'aide d'une lame de phase aléatoire (*cf* partie 2.2.1) pour obtenir une tache focale de 100  $\mu$ m de diamètre et la durée d'impulsion est de 5 ps. Nous utilisons deux intensités de  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> qui seront qualifiées dans la suite de basse et haute intensité.

### **3.1 Effet de la densité électronique d'un plasma quasi-homogène sur l'interaction d'un faisceau basse intensité ( $2.10^{15}$ W/cm<sup>2</sup>)**

On réalise des tirs à basse intensité ( $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) dans des plasmas quasi-homogènes de 500  $\mu$ m de longueur dont on fait varier la densité électronique maximale pour observer son influence sur les instabilités paramétriques. Pour chaque tir, on mesure :

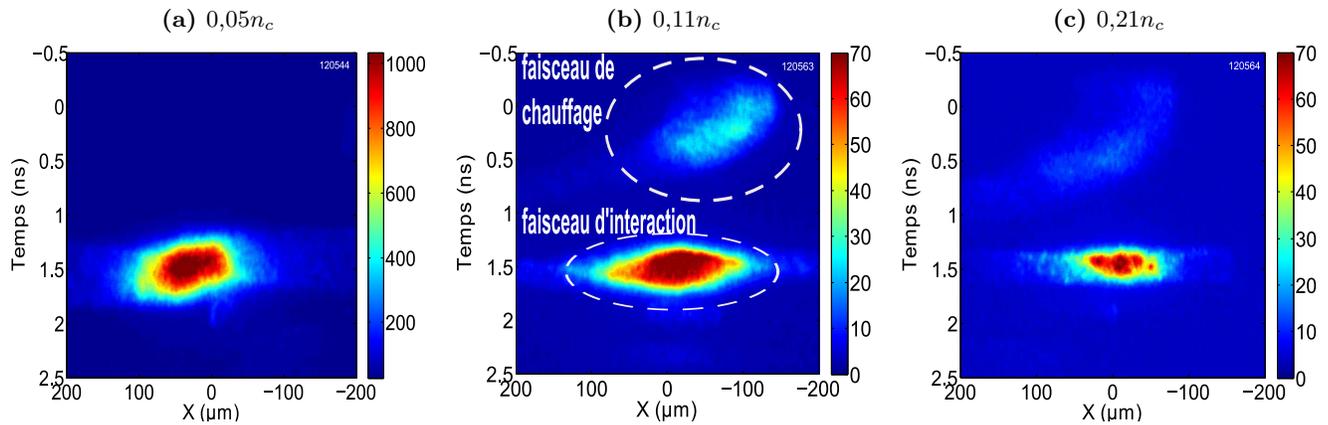
- le taux de transmission ;
- la distribution spatiale de l'énergie dans le plan de sortie du plasma ;
- la largeur du spectre Raman rétrodiffusé et la réflectivité associée ;
- la largeur du spectre Brillouin rétrodiffusé et la réflectivité associée.

On décrit les résultats bruts qui seront discutés dans la partie 3.4

### 3.1.1 Etude à basse densité

#### 3.1.1.1 Distribution d'intensité transmise dans le plan de sortie de plasma

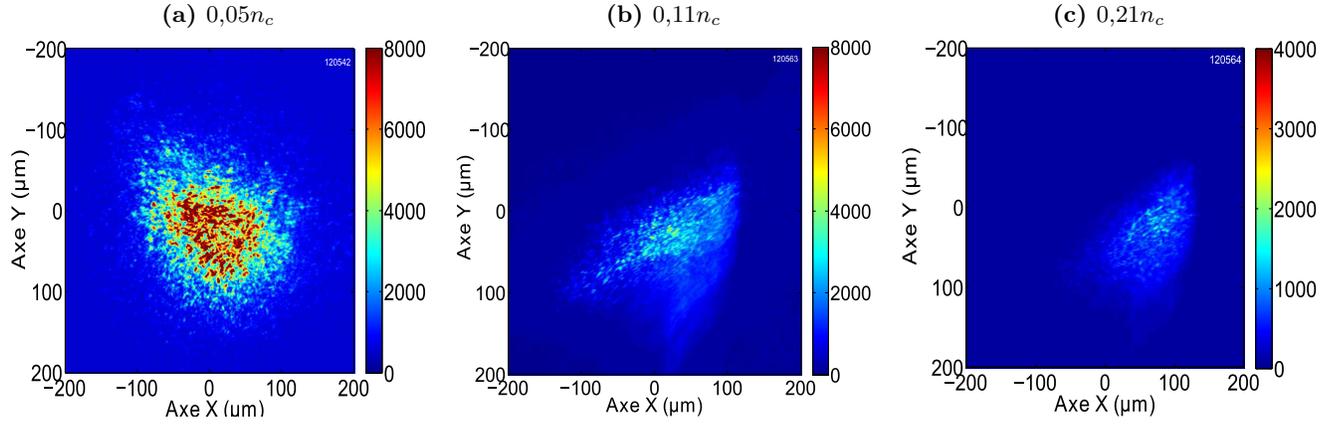
On présente d'abord les résultats obtenus sur les deux diagnostics caractérisant la transmission. L'un permet une résolution temporelle sur une image à une dimension spatiale et l'autre produit une image intégrée en temps de la tache focale après la traversée du plasma.



**Figure 3.1.** Evolution de la mesure temporelle à une dimension de l'intensité transmise du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de feuille mince explosée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $\Delta t = 1,5$  ns. On montre sur la figure b) la position des contributions du faisceau de chauffage et d'interaction.

La figure 3.1 montre les images résolues temporellement de la transmission pour trois plasmas de feuille mince explosée de densité croissante. Les signaux sont présentés pour une atténuation optique équivalente mais il faut noter que les échelles de couleur ne sont pas les mêmes pour pouvoir visualiser les signaux. La force du signal transmis décroît lorsque la densité électronique augmente. A travers le plasma de  $0,05n_c$ , on atteint 1000 coups sur la CCD alors que la maximum est de 70 coups pour  $0,11n_c$  et de 60 coups pour  $0,21n_c$ . Sur les images, la contribution du faisceau de chauffage vient de la droite et elle ne dure pas toute l'impulsion car une fois que la densité du plasma a suffisamment décréu, la diffusion n'est plus possible. La détection de cette diffusion dépend également des densités placées devant les caméras. Ces densités sont adaptées à chaque tir à l'énergie transmise attendue du faisceau d'interaction. Enfin, si la diffusion du faisceau de chauffage est distincte de celle du faisceau d'interaction sur la CBF, elles se superposent sur l'image CCD.

### 3.1. EFFET DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE D'UN PLASMA QUASI-HOMOGÈNE SUR L'INTERACTION D'UN FAISCEAU BASSE INTENSITÉ ( $2.10^{15} \text{ W/cm}^2$ )



**Figure 3.2.** Evolution de la mesure intégrée en temps à deux dimensions de l'intensité transmise du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de feuille mince explosée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$ .

La figure 3.2 présente les images 2D intégrées en temps de la distribution d'intensité en sortie des plasmas de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,21n_c$ . Le plasma de  $0,05n_c$  montre une distribution en intensité assez ronde alors que les deux autres plasmas ont une distribution plus déformée à cause de la contribution de la diffusion du faisceau de chauffage.

Pour obtenir le taux d'énergie transmise à travers le plasma, on utilise les images CBF et CCD. A partir de la CBF, on distingue l'énergie transmise par le faisceau d'interaction de l'énergie provenant de la diffusion du faisceau de chauffage dans la fente de la caméra. On reporte la largeur de la fente sur la CCD et on mesure l'énergie totale transmise dans cette fente fictive à laquelle on retire l'énergie du faisceau de chauffage obtenue avec la CBF. L'alignement étant vérifié avant chaque tir, on image le centre de la tache sur les deux diagnostics. Ainsi, on peut comparer l'énergie transmise mesurée sur la CBF et celle sur une fente fictive de taille équivalente sur la CCD pour connaître l'incertitude sur la mesure.

On trouve des pourcentages d'énergie transmise à travers le plasma de  $88 \pm 15\%$ ,  $54 \pm 10\%$  et  $10 \pm 5\%$  pour les plasmas de feuilles minces de densités de respectivement  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,21n_c$ . L'imagerie 2D permet également d'évaluer la modification de la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma par rapport à celle du faisceau dans le vide. A basse intensité et pour les trois densités électroniques, les largeurs à mi-hauteur des distributions spatiales d'intensité dans le plan de sortie du plasma sont proches de  $80 \pm 3 \mu\text{m}$  qui correspond à celle de la tache focale dans le vide. On poursuit l'analyse des résultats dans la partie très sous dense avec l'analyse des diagnostics de rétrodiffusion.

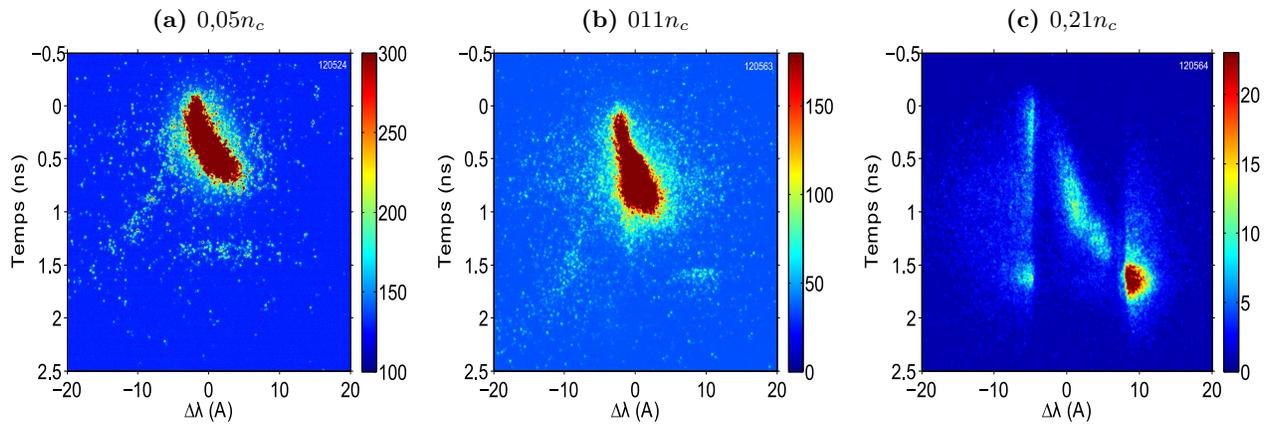
#### 3.1.1.2 Diagnostic de rétrodiffusion Raman

Nous avons déjà présenté dans le cadre de la caractérisation du plasma (fig. 2.13) les spectres Raman obtenus pour une densité croissante. On donne ici les taux de rétrodiffusion

mesurés. Dans les plasmas de feuilles de densité électronique maximale de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,21n_c$ , on mesure des réflectivités de respectivement  $0,05 \pm 0,02\%$ ,  $0,13 \pm 0,02\%$  et  $0,013 \pm 0,07\%$  avec des spectres très peu larges ( $<100$  nm).

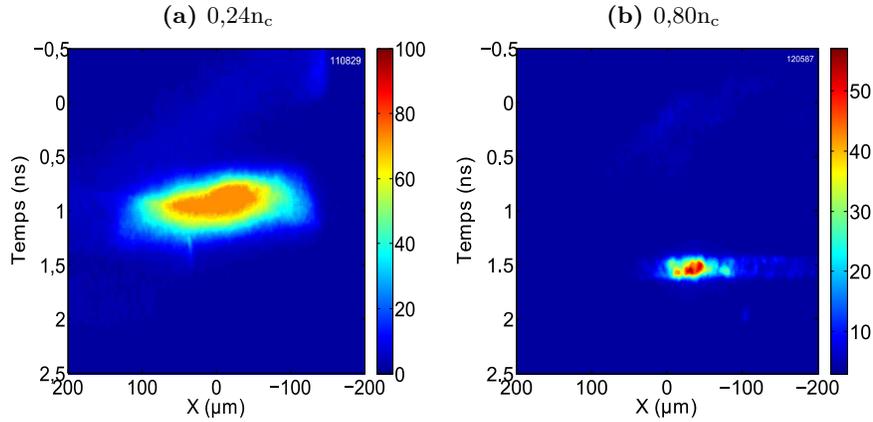
### 3.1.1.3 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Les spectres Brillouin obtenus dans les plasmas de feuille sont présentés sur la figure 3.3. On mesure une très faible activité Brillouin dans les plasmas de feuilles minces.



**Figure 3.3.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de feuille mince explosée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $\Delta t = 1,5$  ns.

Pour les feuilles de  $0,05$  et  $0,11n_c$  (figures 3.3a et 3.3b), les valeurs de l'énergie rétrodiffusée sont de peu supérieures à la limite de ce que l'on peut détecter sur ces images, c'est-à-dire  $\geq 0,03\%$  pour les deux plus faibles densité électroniques. Dans ces deux cas, le spectre Brillouin rétrodiffusé est décalé vers le rouge et il est assez faible par rapport à la diffusion du faisceau de chauffage. Pour diminuer la contribution du faisceau de chauffage, nous avons placé une densité optique sur le centre de la fente. Cela permet d'atténuer la diffusion du faisceau de chauffage au centre de l'image et de faire apparaître le signal Brillouin en dehors. La figure 3.3c montre que le spectre Brillouin est large. En effet, il est visible en dehors de la zone atténuée pour des décalages rouge et bleu. En supposant que le spectre est constant sur toute sa largeur, on trouve une réflectivité Brillouin de  $0,5 \pm 0,2\%$  pour un plasma de densité électronique maximale de  $0,21n_c$ . Le spectre rétrodiffusé est compris entre  $-8$  et  $10$  Å. Toujours à basse intensité, on présente maintenant les résultats dans des plasmas de densité supérieure.

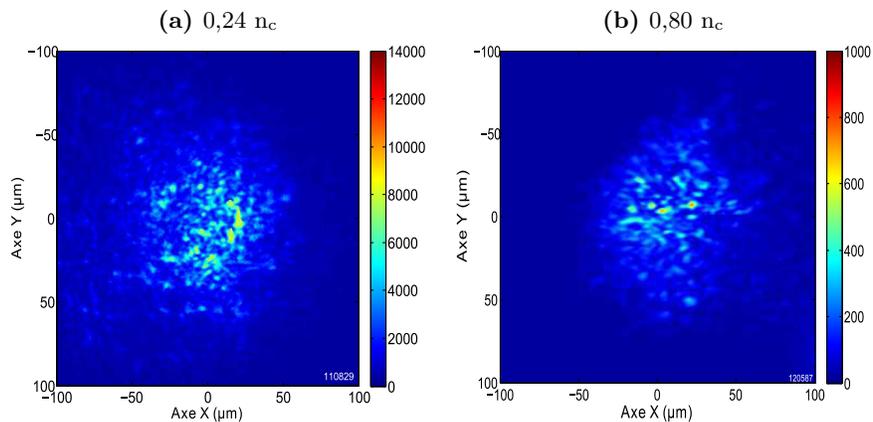


**Figure 3.4.** Evolution de la mesure temporelle à une dimension de l'intensité transmise du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec  $\Delta t = 1 \text{ ns}$  (a) et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  (b).

### 3.1.2 Etude à haute densité

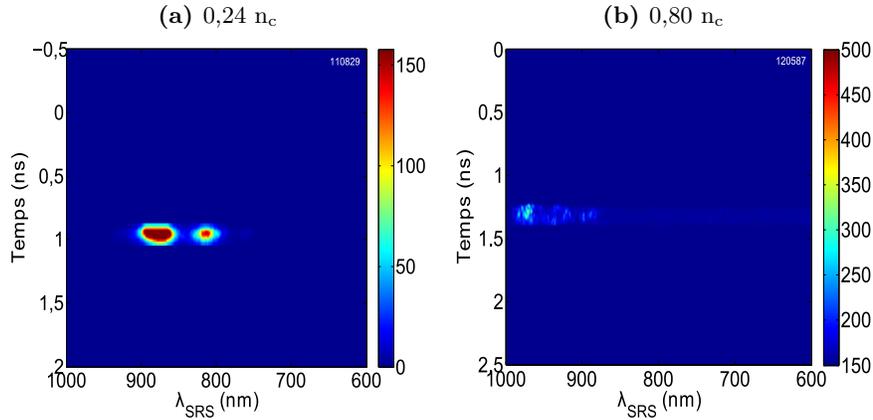
#### 3.1.2.1 Distribution d'intensité transmise dans le plan de sortie de plasma

Pour compléter l'étude en densité, on utilise deux tirs obtenus dans des plasmas de mousse. Lors de ces tirs les taches focales du faisceau d'interaction étaient légèrement différentes. Le plasma de  $0,24n_c$  a été obtenu pour un  $\Delta t$  de 1 ns avec une largeur à mi-hauteur de la distribution d'intensité dans le vide de  $55 \pm 3 \mu\text{m}$ . Pour le plasma de  $0,80n_c$ ,  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  et la largeur à mi-hauteur de la distribution d'intensité à vide est de  $80 \pm 3 \mu\text{m}$ . Les taux de transmission sont calculés par rapport aux calibrations respectives.



**Figure 3.5.** Evolution de la mesure intégrée en temps à deux dimensions de l'intensité transmise du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec  $\Delta t = 1 \text{ ns}$  a) et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  b).

On présente sur la figure 3.4 les images de la caméra à balayage de fente pour des plasmas



**Figure 3.6.** Evolution du spectre Raman rétrodiffusé du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec  $\Delta t = 1 \text{ ns}$  (a) et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  (b).

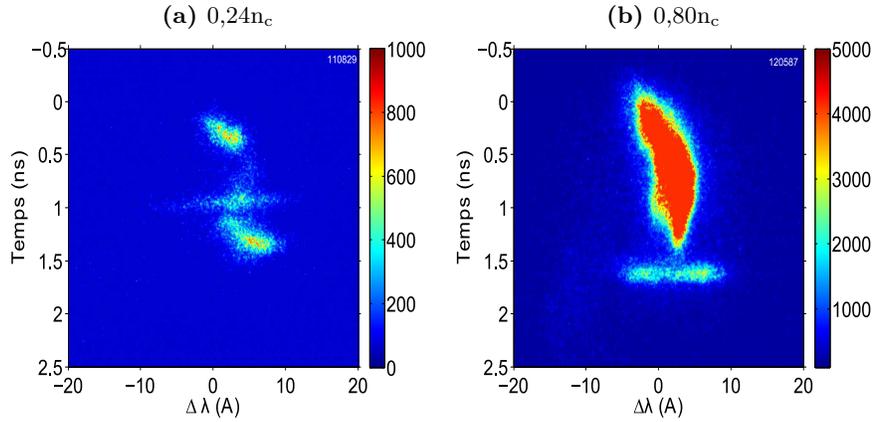
de densités maximales de  $0,24$  et  $0,80n_c$ . On constate que sur les deux images, le signal provenant de la diffusion du faisceau de chauffage n'est pas présent. On peut alors directement comparer les mesures de transmission sur la CBF et la CCD.

En se basant sur la mesure CCD du plasma de densité électronique maximale de  $0,24n_c$  (figure 3.5a), on trouve que la largeur de la distribution d'intensité dans le plan de sortie est la même que celle dans le vide et que le taux d'énergie transmise est de  $16 \pm 8\%$ . Pour le plasma de  $0,80n_c$  on mesure que la largeur à mi-hauteur de la distribution de l'intensité est comparable à celle du tir de calibration,  $\approx 80 \mu\text{m}$ . Le taux d'énergie transmise de  $6 \pm 2 \%$ .

### 3.1.2.2 Diagnostic de rétrodiffusion Raman

Nous continuons de présenter les mesures de l'instabilité Raman pour des densités électroniques maximales supérieures à  $n_c/4$  car il existe toujours dans la direction de propagation du faisceau d'interaction, un pré-plasma de densité inférieure. L'instabilité Raman va se développer dans ce pré-plasma, il est donc possible d'observer de la rétrodiffusion Raman stimulée, même si la densité du plasma quasi-homogène est supérieure à  $0,25n_c$ .

Les spectres rétrodiffusés Raman correspondant aux mousses sont présentés sur la figure 3.6. Dans le cas du plasma de densité électronique maximale de  $0,24n_c$ , on rappelle que l'étalement temporel correspond à la taille de la fente de la caméra et non à une évolution en fonction du temps du signal. Le spectre s'étend de  $780$  à  $900 \text{ nm}$  et le taux de rétrodiffusion Raman est de  $0,98 \pm 0,15\%$ . Par rapport au spectre obtenu dans une feuille mince de  $0,21n_c$ , on constate que le spectre est plus large. Pour une densité électronique maximale de  $0,80n_c$ , le spectre d'émission Raman est décalé vers les plus grandes longueurs d'onde. Il est compris entre  $880$  et  $1000 \text{ nm}$  et il est légèrement au dessus du seuil de détection de la caméra. On calcule un pourcentage de rétrodiffusion Raman de  $0,12 \pm 0,01 \%$ .



**Figure 3.7.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé du faisceau d'interaction basse intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec  $\Delta t = 1 \text{ ns}$  (a) et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  (b).

### 3.1.2.3 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Les spectres Brillouin des plasmas à haute densité sont présentés sur la figure 3.7. Pour le plasma de densité maximale de  $0,24n_c$  la contribution du faisceau de chauffage est de part et d'autre du signal Brillouin car le délai était de  $1 \text{ ns}$  entre le faisceau de chauffage et le faisceau d'interaction. Ce délai plus court par rapport au  $1,5 \text{ ns}$  des autres tirs, implique que la contribution liée à la diffusion du faisceau de chauffage et celle du signal rétrodiffusé se croisent. A cet endroit, les contributions s'ajoutent et le signal est plus intense. Pour obtenir le taux de rétrodiffusion, on enlève la partie du signal qui est due à la diffusion du faisceau nanoseconde. On l'obtient en supposant que la valeur du signal diffusée juste avant l'arrivée du faisceau d'interaction, reste constante pendant la durée du croisement. Finalement, on mesure un taux de rétrodiffusion de  $0,1 \pm 0,05\%$  et le spectre Brillouin rétrodiffusé s'étend de  $-5$  à  $8 \text{ Å}$  autour de la longueur d'onde laser. Si on augmente la densité électronique maximale à  $0,80n_c$  on observe le spectre de la figure 3.7b. On trouve un taux de rétrodiffusion de  $16 \pm 4\%$  et le spectre est compris entre  $-5$  et  $7 \text{ Å}$  par rapport à la longueur d'onde laser.

### 3.1.3 Conclusion de l'étude à basse intensité

Nous avons présenté les résultats obtenus sur les deux diagnostics de mesure de l'intensité transmise et les deux diagnostics de rétrodiffusion Raman et Brillouin pour des tirs effectués à basse intensité.

Le taux de transmission décroît de  $88\%$  à  $6\%$  lorsque l'on augmente la densité maximale électronique présente dans le plasma mais la distribution de l'intensité transmise dans le plan de sortie du plasma est proche de celle à vide.

Pour les plasmas de densité électronique maximale inférieure à  $0,25n_c$ , les taux de rétrodiffusion liés au Raman sont inférieurs ou égaux à  $0,6\%$  et les spectres observés ont une

petite largeur spectrale,  $\leq 100$  nm. Pour le plasma de  $0,8n_c$ , on mesure une activité Raman qui se développe dans le pré-plasma. Elle conduit à un spectre d'une largeur de 150 nm et un réflectivité de 0,12%.

L'instabilité Brillouin donne lieu à des taux de rétrodiffusion croissant de 0,04 à 0,5% pour les plasmas de faible densité et de 0,03 à 16% pour les plasmas plus denses. Les spectres correspondant sont étroits pour les plasmas de  $0,05n_c$  et  $0,11n_c$  et ont une largeur de  $\approx 3$  Å. Enfin, dès le plasma de  $0,21n_c$  on observe un spectre rétrodiffusé Brillouin large,  $\geq 12$  Å.

Ces résultats concernent un faisceau d'interaction ayant une intensité parmi les plus faibles envisagées dans le cadre de l'allumage par choc. On augmente maintenant l'intensité d'interaction d'un facteur 10 pour atteindre une intensité parmi les plus fortes. On présente les résultats en fonction de la densité électronique maximale en plasma quasi-homogène.

## 3.2 Effet de la densité électronique maximale du plasma sur l'interaction d'un faisceau haute intensité ( $2 \cdot 10^{16}$ W/cm<sup>2</sup>)

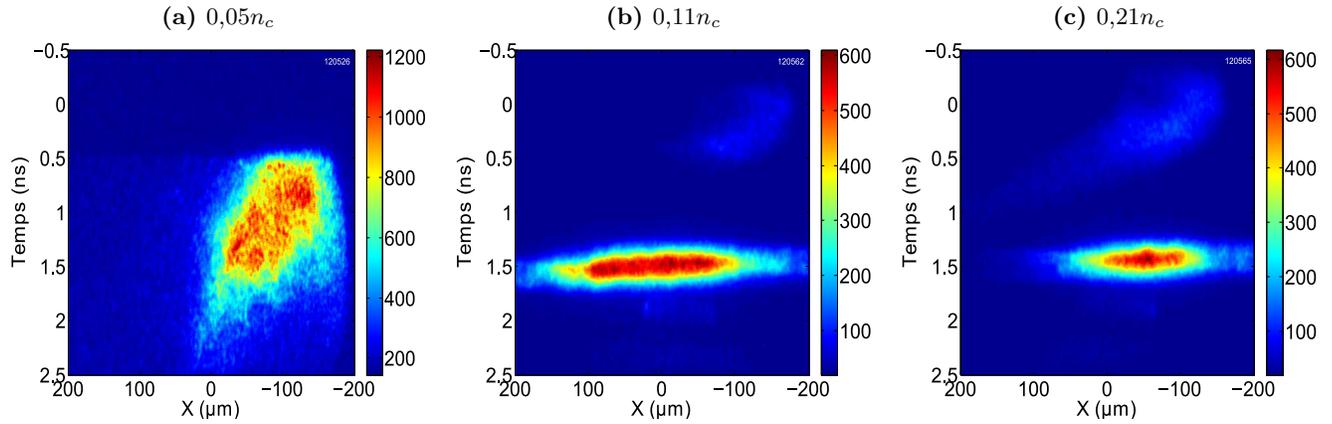
Les conditions hydrodynamiques au début de l'interaction sont conservées par rapport à l'étude à basse intensité : la longueur du plasma est toujours de 500  $\mu\text{m}$  mais l'intensité du faisceau est de  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. A nouveau on mesure pour chaque tir :

- le taux de transmission ;
- la distribution spatiale de l'énergie dans le plan de sortie du plasma ;
- la largeur du spectre Raman rétrodiffusé et la réflectivité associée ;
- la largeur du spectre Brillouin rétrodiffusé et la réflectivité associée.

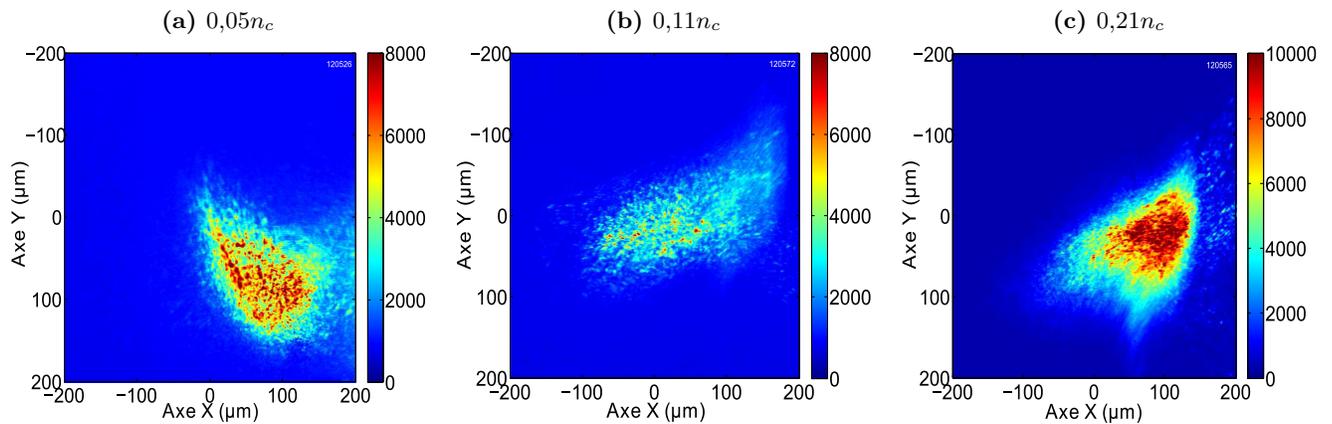
### 3.2.1 Etude à basse densité

La figure 3.8 représente les mesures CBF pour les plasmas de  $0,05$  ;  $0,11$  et  $0,21n_c$ . Sur l'image 3.8a, on a utilisé la caméra à balayage avec une fente grande ouverte pour obtenir une image de toute la tache ce qui explique son étalement vertical. On compare avec l'image CCD (figure 3.9a) et on vérifie que l'on voit la même forme de tache. Les deux images sont présentées de façon à ce que le laser de chauffage arrive de la droite, mais le haut et le bas sont inversés. On note que le faisceau est légèrement dévié par rapport au pointage. Le plasma de  $0,05 n_c$  conduit à un pourcentage de l'énergie transmise de  $35 \pm 10\%$  contre  $88 \pm 15\%$  à basse intensité, et la largeur à mi-hauteur est de  $110 \pm 3 \mu\text{m}$ . Pour le plasma de  $0,11n_c$ , on réutilise une fente fine sur la caméra à balayage. Le taux d'énergie transmise est de  $20 \pm 5\%$  ce qui est 2,5 fois moins que celui mesuré à basse intensité. La largeur à mi-hauteur de la distribution d'intensité dans le plan de sortie est de  $130 \pm 3 \mu\text{m}$ . Pour le plasma de  $0,21n_c$ , le taux d'énergie transmise de  $9 \pm 5\%$  ce qui est très proche de celui à basse intensité. La largeur de la distribution d'intensité est de  $110 \pm 3 \mu\text{m}$ .

### 3.2. EFFET DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE MAXIMALE DU PLASMA SUR L'INTERACTION D'UN FAISCEAU HAUTE INTENSITÉ ( $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$ )



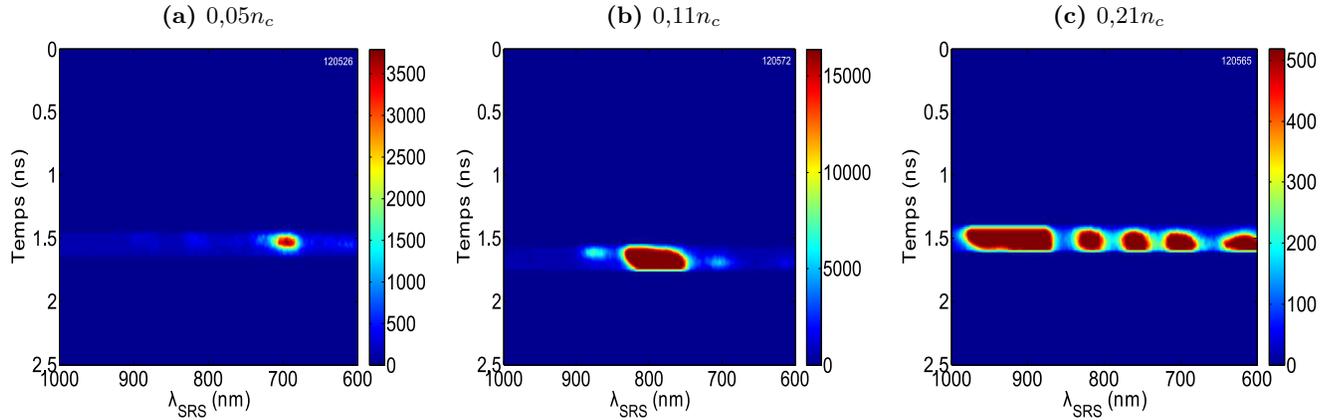
**Figure 3.8.** Evolution de la mesure temporelle à une dimension de l'intensité transmise du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de feuille mince exposée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$ .



**Figure 3.9.** Evolution de la mesure intégrée en temps à deux dimensions de l'intensité transmise du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de feuille mince exposée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$ .

Dans le cas des plasmas de densité électronique de  $0,05n_c$  et de  $0,11n_c$ , les taux d'énergie transmise sont inférieurs à ceux mesurés à basse intensité alors que pour une densité de  $0,21n_c$ , le taux de transmission est très proche de celui observé à basse intensité. L'augmentation de la largeur à mi-hauteur est de  $45 \pm 15\%$  par rapport à celle de la tache focale dans le vide.

### 3.2.1.1 Diagnostic de rétrodiffusion Raman

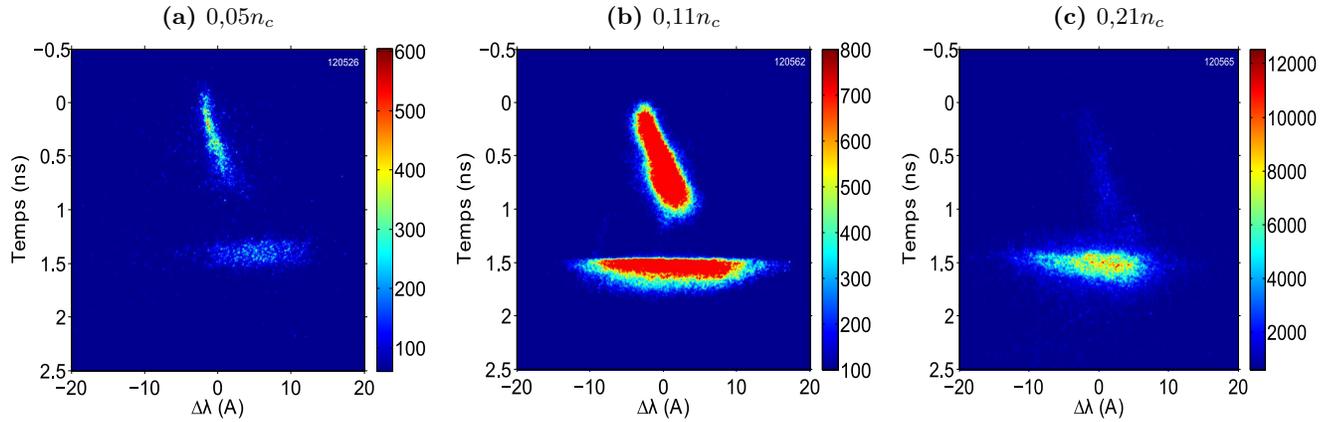


**Figure 3.10.** Evolution du spectre Raman rétrodiffusé du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de feuille mince explosée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$ . On rappelle que les trous dans le spectre sont uniquement dus aux optiques.

Les spectres Raman à haute intensité de la figure 3.10 diffèrent considérablement de ceux obtenus à basse intensité présentés sur la figure 2.13. Si pour la plus basse densité on mesure un spectre étroit, lorsque la densité électronique maximale augmente le spectre s'élargit considérablement. Il possède une largeur spectrale légèrement supérieure à 200 nm dans le cas du plasma de  $0,11 n_c$  et de 400 nm pour un plasma de  $0,21n_c$ . Les taux d'énergie rétrodiffusées associés sont de  $1,2 \pm 0,5\%$ ,  $7,0 \pm 1,9\%$  et  $0,9 \pm 0,2\%$ .

### 3.2.1.2 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

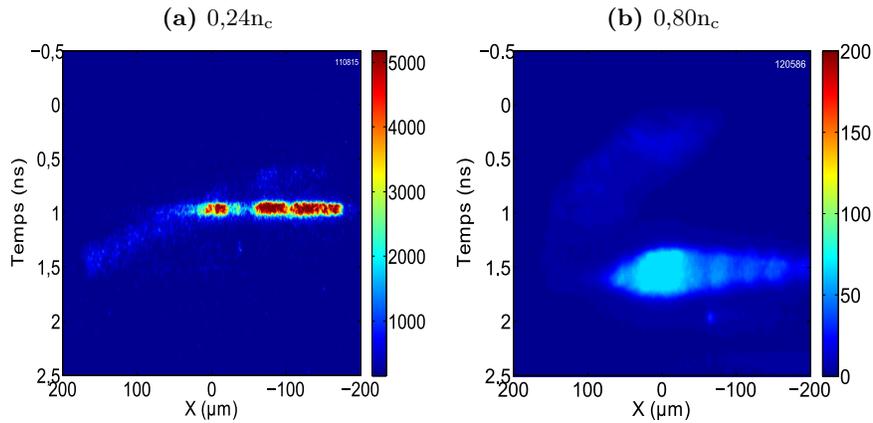
Les spectres Brillouin correspondant aux plasmas de faible densité sont présentés sur la figure 3.11. On mesure des réflectivités de  $0,06 \pm 0,01\%$ ,  $1,1 \pm 0,5\%$  et  $7,9 \pm 1,5\%$  pour les plasma de feuilles de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,21n_c$ . Le décalage spectral Brillouin pour le spectre du plasma le moins dense est compris entre -1 et 10 Å puis entre -9 et 10 Å pour un plasma de densité électronique maximale de  $0,11n_c$  et enfin, de -10 à 8 Å pour le plasma de  $0,21n_c$ . Par rapport à la série à basse intensité, on note un élargissement dans le cas des deux densités les plus faibles alors que pour la plus forte densité la largeur spectrale est similaire. Dans le dernier cas, le spectre s'est déplacé vers le bleu. On présente maintenant les résultats avec un faisceau d'interaction haute intensité dans les plasmas quasi-homogènes de plus forte densité.



**Figure 3.11.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de feuille mince exposée de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et  $\Delta t = 1,5$  ns.

### 3.2.2 Etude à haute densité

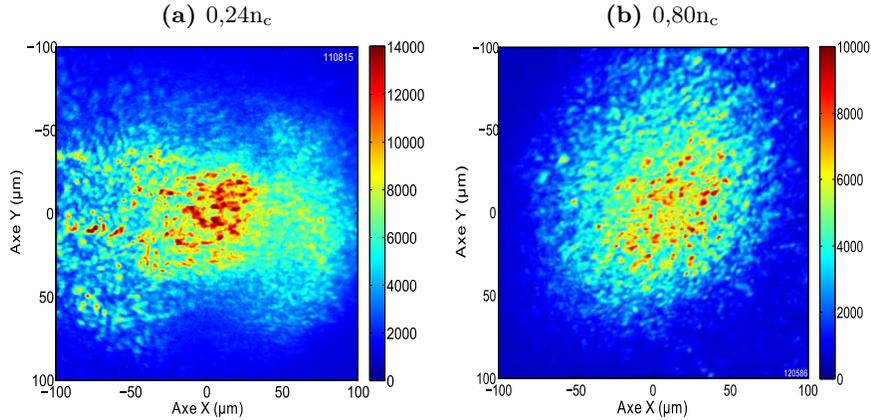
#### 3.2.2.1 Distribution d'intensité transmise dans le plan de sortie de plasma



**Figure 3.12.** Evolution de la mesure temporelle à une dimension de l'intensité transmise du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec  $\Delta t = 1$  ns (a) et  $\Delta t = 1,5$  ns (b).

Les figures 3.12 et 3.13 montrent la distribution d'intensité en sortie des plasmas de mousse sur les deux diagnostics de transmission. Pour le plasma de  $0,24n_c$ , la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma est élargie par rapport au tir à vide. Après avoir retiré la contribution du faisceau de chauffage, on trouve une largeur à mi-hauteur de  $70 \pm 3 \mu\text{m}$  par rapport au  $55 \pm 3 \mu\text{m}$  sans plasma. On constate également que la distribution est lissée sur l'ensemble de la tache. Le pourcentage d'énergie transmise est de  $8 \pm 4 \%$ , donc légèrement inférieur au cas à basse intensité.

Pour le plasma de  $0,80n_c$ , la diffusion du faisceau de chauffage apparaît peu. Si on regarde la CCD on constate que la distribution en intensité possède une largeur à mi-hauteur de  $100 \pm 3 \mu\text{m}$ , donc bien supérieure à celle dans le vide qui est de  $80 \pm 3 \mu\text{m}$ . La distribution est également lissée, la différence de signal entre les points chauds et l'intensité moyenne est réduite. Le taux d'énergie transmise mesuré est de  $25 \pm 10\%$  ce qui est supérieur au cas à basse intensité.



**Figure 3.13.** Evolution de la mesure intégrée en temps à deux dimensions de l'intensité transmise du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  avec  $\Delta t = 1 \text{ ns}$  (a) et  $\Delta t = 1,5 \text{ ns}$  (b).

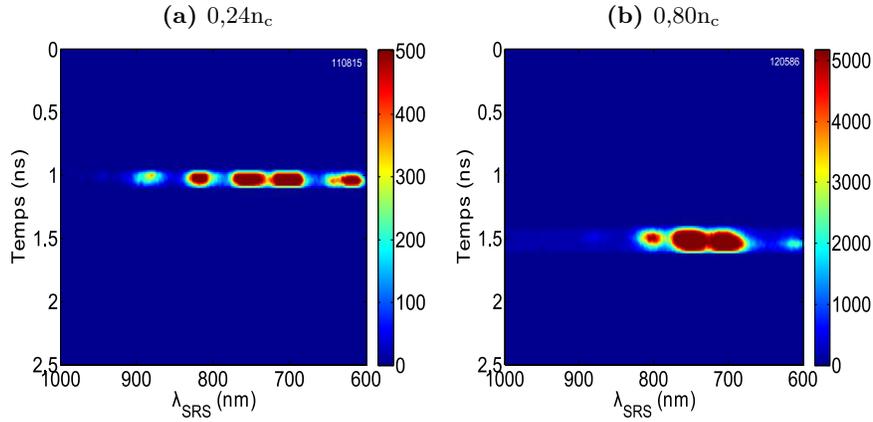
### 3.2.2.2 Diagnostic de rétrodiffusion Raman

Les spectres Raman rétrodiffusés sont montrés sur la figure 3.14. On remarque que la largeur du spectre obtenu pour le plasma de mousse le moins dense est supérieure à celle à basse densité. Le pic d'intensité s'est déplacé vers les plus courtes longueurs d'ondes. On trouve un taux de rétrodiffusion Raman de  $0,9 \pm 0,15\%$  ce qui est de l'ordre de celui trouvé à basse intensité. Pour le pré-plasma présent dans le cas de la densité électronique maximale de  $0,80n_c$ , le spectre s'est déplacé vers les plus courtes longueurs d'onde par rapport au tir à plus basse intensité, figure 3.6b. Le taux de rétrodiffusion a augmenté de  $0,1 \pm 0,01\%$  à  $2,2 \pm 0,7\%$ .

### 3.2.2.3 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Les spectres Brillouin à haute densité sont présentés sur la figure 3.15. Le spectre est plus large que pour le tir à basse intensité, il s'est décalé vers le bleu et ne présente pas la contribution du faisceau de chauffage de part et d'autre du signal rétrodiffusé. Autour du décalage spectral de  $-10 \text{ \AA}$ , on observe une contribution plus longue que la largeur de la fente. On en déduit qu'à cette intensité le croisement entre les faisceaux influence la rétrodiffusion malgré l'angle entre les faisceaux qui est proche de  $90^\circ$ . Pour calculer le pourcentage d'énergie

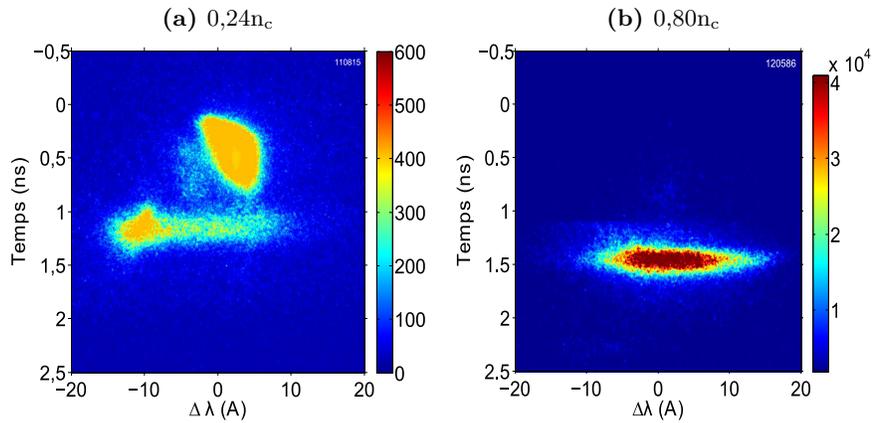
### 3.2. EFFET DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE MAXIMALE DU PLASMA SUR L'INTERACTION D'UN FAISCEAU HAUTE INTENSITÉ ( $2.10^{16}$ W/cm<sup>2</sup>)



**Figure 3.14.** Evolution du spectre Raman rétrodiffusé du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec  $\Delta t = 1$  ns (a) et  $\Delta t = 1,5$  ns (b).

rétrodiffusée, on retire cette partie qui n'est pas due au faisceau d'interaction, mais à une amplification de la diffusion Brillouin à angle du faisceau de chauffage, augmentée par la présence du faisceau picoseconde qui sert de germe électromagnétique. On trouve une réflectivité Brillouin de  $0,77 \pm 0,4\%$  dont le spectre est compris entre  $-10$  et  $8$  Å par rapport à la longueur d'onde laser.

Le plasma de  $0,8n_c$  montre un spectre plus large qu'à basse intensité, il est compris entre  $-10$  et  $11$  Å. On mesure un taux de rétrodiffusion Brillouin de  $60 \pm 10 \%$ , ce qui est très supérieur à celui obtenu à plus faible intensité.



**Figure 3.15.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé du faisceau d'interaction haute intensité pour des plasmas de mousse de densité électronique maximale croissante.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec  $\Delta t = 1$  ns (a) et  $\Delta t = 1,5$  ns (b).

### 3.2.3 Conclusion de l'étude à haute intensité

Nous avons réalisé une étude de l'interaction d'un laser haute intensité dans des plasmas quasi-homogènes de densité électronique maximale croissante que nous comparons avec l'étude effectuée à basse intensité dans les mêmes plasmas.

A très faible densité,  $0,05$  et  $0,11n_c$ , le taux de transmission est réduit d'un facteur  $\approx 2$  avec l'augmentation de l'intensité. La largeur à mi-hauteur de la distribution spatiale de l'intensité dans le plan de sortie du plasma a augmenté. A plus forte densité,  $0,21$  et  $0,24n_c$ , le taux de transmission haute intensité est équivalent à celui trouvé à basse intensité. On constate également que la distribution spatiale de l'intensité est élargie par rapport à la tache focale dans le vide. Pour la plus forte densité,  $0,80n_c$ , nous avons observé un très fort élargissement de la tache focale accompagné d'un lissage de cette dernière. Le taux de transmission augmente légèrement.

En rétrodiffusion, l'instabilité de diffusion Raman stimulée montre un spectre beaucoup plus large à haute intensité alors que la réflectivité Raman reste de l'ordre du pourcent sauf pour le plasma de  $0,11n_c$  où elle atteint 7%.

L'activité Brillouin s'accroît très fortement avec l'augmentation de l'intensité, excepté pour la densité électronique de plasma la plus faible. Ainsi, la réflectivité Brillouin augmente avec la densité jusqu'à atteindre 60% dans le plasma de  $0,80n_c$ . On observe un décalage global du spectre vers le bleu dans les plasmas de densité de  $0,21n_c$  et  $0,24n_c$ . Enfin, le spectre rétrodiffusé devient large ( $<10 \text{ \AA}$ ) dès que la densité dépasse  $0,05n_c$ . Nous allons maintenant comparer ces résultats avec ceux obtenus dans des plasmas dont le profil de densité est inhomogène.

## 3.3 Plasmas inhomogènes

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent à l'étude de l'interaction dans des plasmas possédant un profil de densité électronique quasi-homogène. Nous avons observé l'effet de l'intensité du faisceau sur l'efficacité du couplage entre le laser et le plasma ainsi que la forte dépendance de la réflectivité Brillouin et du lissage de la tache focale par rapport à la densité électronique maximale présente dans le plasma. Pour compléter ces résultats, on étudie maintenant le comportement des instabilités dans un profil de densité inhomogène dont on fait varier la densité maximale. On utilise un faisceau à  $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$ , d'une durée de 5 ps où les effets non linéaires seront les plus importants. Au travers de ces plasmas, le taux d'énergie transmise est trop faible pour que l'on puisse correctement analyser les diagnostics de transmission. C'est pourquoi on ne présentera que les mesures de rétrodiffusion.

### 3.3.1 Les cibles multiples

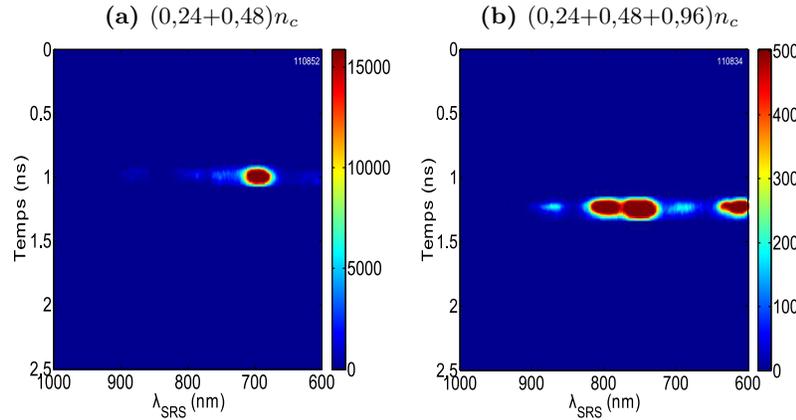
L'étude est consacrée aux cibles composées de plusieurs mousses de différentes densités présentées dans la partie 2.3.3.1. On montre les résultats obtenus sur deux cibles multiples : l'une est composée de deux mousses de  $200 \mu\text{m}$ , de  $3 \text{ mg/cm}^3$  et de  $6 \text{ mg/cm}^3$ , ce qui équivaut

à  $(0,24 + 0,48)n_c$ . L'autre est composée de trois mousses de 3, 6 et 12 mg/cm<sup>3</sup>, ce qui équivaut à  $(0,24 + 0,48+0,96)n_c$ , longues de 200  $\mu\text{m}$  chacune. On conserve une tache focale de 500 x 100  $\mu\text{m}^2$  sur le faisceau de chauffage dans le cas de la première cible et on utilise une tache focale de 1000 x 100  $\mu\text{m}^2$  pour la cible de trois mousses. L'intensité du faisceau de chauffage est plus petite pour la tache focale plus grande ce qui induit une température plus faible. Si on considère la loi d'échelle en température donnée par Gus'kov *et al.* [98], on trouve que  $T_e \propto I^{\frac{2}{3}}$  donc la température est de  $\approx 0,6$  keV avec la tache focale de chauffage de 1000 x 100  $\mu\text{m}^2$ .

### 3.3.1.1 Diagnostic de rétrodiffusion Raman

La figure 3.16a présente le spectre Raman pour la cible multiple de  $(0,24 + 0,48)n_c$ . Il est maximal à la longueur d'onde de 700 nm et s'étend sur une largeur spectrale de 70 nm. La réflectivité Raman est de  $4,4 \pm 0,9\%$ .

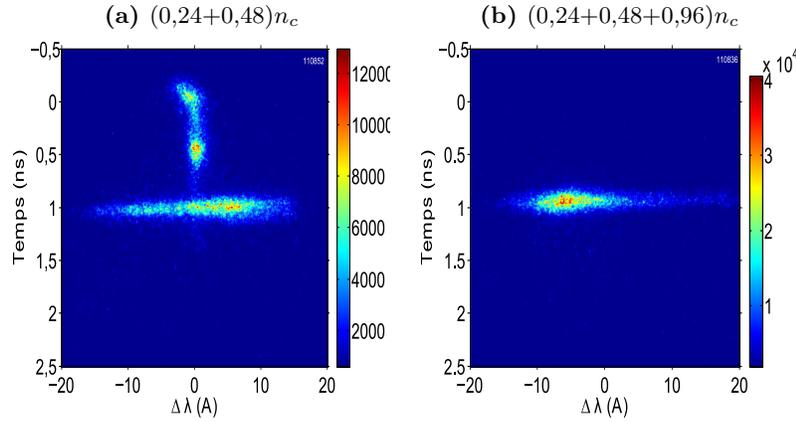
La cible multiple triple montre un spectre Raman sur la figure 3.16b plus étendu. Il possède une largeur spectrale de 200 nm dont le maximum est situé à une longueur d'onde de 700 nm. La réflectivité est beaucoup plus basse que pour la cible double et on mesure  $0,7 \pm 0,2\%$  de rétrodiffusion Raman.



**Figure 3.16.** Spectres Raman d'un faisceau haute intensité d'une durée de 5 ps dans plasma de cibles multiples.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec  $\Delta t = 1$  ns.

### 3.3.1.2 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Le spectre Brillouin de la cible double présenté sur la figure 3.17a possède une largeur de 20 Å, et il est plus intense pour un  $\Delta\lambda$  de 3 Å. Pour la cible triple, le spectre de la figure 3.17b est moins large, il mesure 10 Å et il est décalé vers le bleu par rapport à la longueur d'onde du faisceau d'interaction. Il est maximum pour un décalage  $\Delta\lambda = -6$  Å. La réflectivité passe de  $22 \pm 5\%$  pour la cible de  $(0,24 + 0,48)n_c$  à  $49 \pm 10\%$  pour la cible  $(0,24 + 0,48+0,96)n_c$ .



**Figure 3.17.** Spectres Brillouin d'un faisceau haute intensité d'une durée de 5 ps dans plasma de cibles multiples.  $I = 2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec  $\Delta t = 1$  ns.

### 3.3.2 Conclusion de l'étude en plasma inhomogène

Nous avons présenté des résultats complémentaires en profil de densité électronique inhomogène. La densité électronique maximale présente dans le plasma régit l'évolution de la réflectivité Brillouin qui est dominante par rapport à la réflectivité Raman. Le taux d'énergie rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin augmente avec la densité maximale, il atteint 49% dans le plasma de cible multiple composée de mousses de 3, 6 et 12 mg/cm<sup>3</sup>. La réflectivité Raman atteint au maximum 3,6 % dans le plasma de cible multiple avec la densité maximale la plus petite.

## 3.4 Analyse des résultats dans le cadre de l'allumage par choc.

Les résultats expérimentaux ont été présentés en plasma quasi-homogène en fonction de la densité électronique maximale présente dans le plasma et de l'intensité pour une durée d'impulsion de 5 ps. Nous avons utilisé deux intensités pour le faisceau d'interaction qui encadrent les variations envisagées pour le pic d'intensité de l'allumage par choc. Enfin, nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus dans les plasmas inhomogènes au profil de densité croissant. Nous allons utiliser les résultats mesurés en plasma quasi-homogène pour montrer quel rôle jouent les instabilités sur le couplage en fonction de la densité atteinte dans le plasma. Chaque densité électronique de plasma constitue une marche du profil de type exponentiel attendu pour le plasma de couronne de l'allumage par choc. On comparera ensuite avec les résultats obtenus dans les profils inhomogènes pour déterminer l'influence de l'inhomogénéité sur les instabilités. L'analyse est divisée de quatre parties :

- La première partie caractérisera le développement de l'autofocalisation non-linéaire en s'appuyant sur l'étude de la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma

en fonction de la densité électronique et de l'intensité du faisceau d'interaction.

- La seconde partie concernera l'instabilité Brillouin. On analysera l'évolution des spectres rétrodiffusés pour expliquer l'augmentation de la réflectivité Brillouin en fonction de densité. On comparera avec les mesures en profils inhomogènes et avec les expériences passées dans des régimes d'intensité similaires.
- La troisième partie sera dédiée aux observations de la diffusion Raman. On discutera des réflectivités mesurées en fonction des spectres dans le cas des plasmas quasi-homogènes et inhomogènes. On conclura en comparant les réflectivités mesurées dans tous les types de plasma en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction.
- La quatrième partie sera consacrée à un bilan énergétique dans les différents plasmas quasi-homogènes. On comparera la transmission attendue par un calcul d'absorption par Bremsstrahlung inverse et celle mesurée expérimentalement.

### 3.4.1 Caractérisation de l'éclatement et du lissage de la distribution spatiale d'intensité

Lors de la description des instabilités, nous avons vu que l'autofocalisation des points chauds de la lame de phase conduit à une augmentation de l'intensité locale qui favorise le développement des mécanismes non linéaires. Pour cette raison nous débutons l'analyse des résultats par la caractérisation de la distribution d'intensité dans le plan de sortie de la cible. Nous calculons le paramètre  $P/P_c$ , qui compare la puissance contenue dans un point chaud avec la puissance critique pour l'autofocalisation, en fonction de la densité de la cible. Ensuite nous effectuons des coupes de l'image 2D selon l'axe X pour caractériser la distribution de l'intensité dans le plan de sortie du plasma.

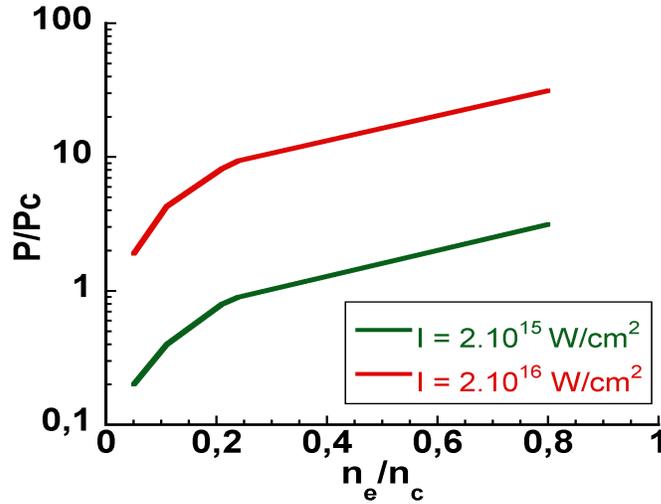
Avec un faisceau d'interaction d'une durée de quelques picosecondes, les instabilités d'autofocalisation et de filamentation n'ont pas le temps d'arriver à saturation [99], on utilise alors le paramètre  $P/P_c$  déterminé par [54] :

$$P_{speckle}/P_c = 4.10^{-16} F_{\#}^2 \frac{n_e}{n_c} (\lambda_0[\mu\text{m}])^2 \frac{I_{speckle}[W/cm^2]}{T_e[keV]}, \quad (3.1)$$

où l'ouverture du faisceau est  $F_{\#} = f/\phi_{faisceau}$  avec  $f$  la distance focale de la parabole du faisceau d'interaction (800 mm) et  $\phi_{faisceau}$  le diamètre du faisceau sur cette dernière (200 mm). Les valeurs obtenues en fonction de la densité du plasma pour les deux intensités d'interaction utilisées sont résumées sur la figure 3.18.

Nous avons considéré un point chaud d'intensité égale à l'intensité moyenne. Pour le cas du faisceau d'interaction à haute intensité, le paramètre  $P/P_c$  est supérieur à l'unité pour toutes les densités que nous avons utilisées. A basse intensité,  $P/P_c > 1$  n'est vérifié que pour le plasma de  $0,8n_c$ . Si l'on considère la distribution d'intensité produite par la lame de phase aléatoire, on remarque que des points chauds contenant cinq fois la puissance moyenne possèdent un  $P/P_c \geq 1$  pour tous les plasmas.

Pour de si courtes durées d'impulsion, il faut prendre en compte un autre paramètre. En effet, l'autofocalisation est liée au mouvement des ions qui sont évacués des zones de plus forte



**Figure 3.18.**  $P/P_c$  en fonction de la densité électronique du plasma pour une température de 0,9 keV et deux intensités pour un point chaud d'intensité moyenne.

densité. Elle possède donc un temps caractéristique de croissance correspondant au temps que met l'ion pour parcourir la distance égale au rayon d'un point chaud,  $\tau_{sf} \approx r_{speckle}/c_s$ . Dans nos conditions expérimentales, en prenant en compte les incertitudes sur la température, on trouve un temps de  $10 \pm 2 \text{ ps} > \tau_{laser}$ . Cependant, il est possible qu'un point chaud s'autofocalise pour des durées d'impulsion inférieures à  $\tau_{sf}$ , si le facteur  $P/P_c$  est plusieurs fois supérieur à l'unité [54]. L'intensité est alors suffisante pour que les effets non linéaires induisent de la filamentation et il existe un temps d'effondrement du point chaud défini par :

$$\tau_b[\text{ps}] = \frac{5F_{\#}\lambda_0[\mu\text{m}]}{(T_e[\text{keV}])^{\frac{1}{2}}\sqrt{P/P_c}}. \quad (3.2)$$

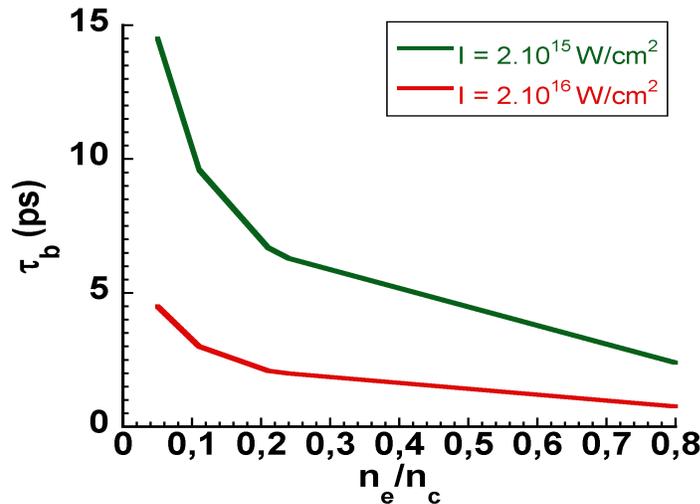
On trace l'évolution de  $\tau_b$  en fonction de la densité électronique du plasma sur la figure 3.19.

On conclut que pour une intensité d'interaction de  $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  et une durée d'impulsion de 5 ps, on peut observer de l'autofocalisation en régime linéaire pour toutes les densités de plasma considérées. A plus basse intensité, c'est à dire  $2.10^{15} \text{ W/cm}^2$ , l'autofocalisation ne concerne que le plasma de  $0,8n_c$  et les points chauds les plus intenses de la distribution dans les plasmas de  $0,21n_c$  et  $0,24n_c$ .

Nous observons maintenant la distribution d'intensité mesurée dans le plan de sortie du plasma en réalisant des coupes selon l'axe X au centre des images 2D. Sur chaque coupe nous avons soustrait la contribution du faisceau de chauffage mesurée sur les images CBF.

### 3.4.1.1 Etude à basse densité

A basse intensité et dans les plasmas les moins denses, l'autofocalisation non linéaire n'a pas le temps de se produire. On compare la distribution spatiale de l'intensité dans le plan



**Figure 3.19.** Temps d'effondrement des points chauds pour une température de 0,9 keV et deux intensités moyennes.

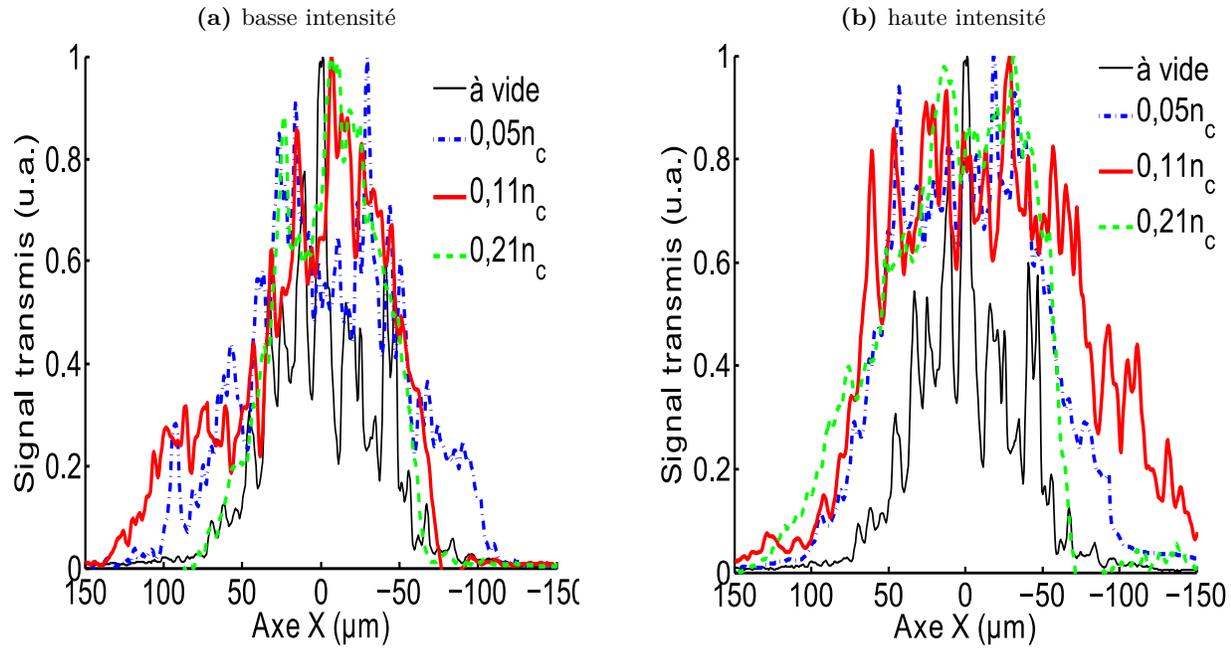
de sortie des plasmas avec celle de la tache focale dans le vide. Les coupes de la distribution d'intensité dans le plan de sortie des plasmas de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,21n_c$  sont tracées sur la figure 3.20a.

Les largeurs à mi-hauteur des signaux sont comparables à celle obtenue dans le vide qui est de  $80 \pm 3 \mu\text{m}$ . En revanche, les largeurs en  $1/e^2$  sont plus grandes que celle dans le vide pour les plasmas les moins denses. On mesure une largeur en  $1/e^2$  de  $190 \pm 10 \mu\text{m}$  dans le plasma de  $0,05n_c$ , de  $180 \pm 10 \mu\text{m}$  pour  $0,11n_c$  et  $120 \pm 10 \mu\text{m}$  pour  $0,21n_c$  à comparer avec  $110 \pm 3 \mu\text{m}$  dans le vide. Avant de commenter ces résultats on regarde le comportement de la distribution spatiale à haute intensité.

La figure 3.20b représente l'évolution à haute intensité de la distribution spatiale d'intensité dans le plan de sortie en fonction de la densité électronique, dans les mêmes plasmas. La largeur à mi-hauteur du signal augmente par rapport au tir dans le vide : elle est de  $110 \pm 3 \mu\text{m}$  dans le cas des plasmas de  $0,05n_c$  et de  $0,21n_c$  et de  $130 \pm 3 \mu\text{m}$  dans le plasma de  $0,11n_c$ . Les largeurs en  $1/e^2$  sont de  $180 \pm 5 \mu\text{m}$ ,  $220 \pm 10 \mu\text{m}$  et  $160 \pm 3 \mu\text{m}$  pour les plasmas de densité  $0,05$ ,  $0,11$  et  $0,21n_c$ .

Nous observons une augmentation des largeurs à mi-hauteur et en  $1/e^2$  de la distribution spatiale de l'intensité lorsque les conditions sont remplies pour que l'instabilité d'autofocalisation non linéaire se produise *i.e.* à haute intensité.

A basse intensité, la largeur en  $1/e^2$  plus importante montre que l'autofocalisation n'est pas l'unique cause de l'éclatement du faisceau, car la durée d'impulsion est trop courte pour que l'autofocalisation non linéaire soit possible. Les diffusions Raman et Brillouin vers l'avant conduisent également à un élargissement de la largeur de la distribution d'intensité transmise. Nous avons défini dans la partie 1.2.6.5 que l'instabilité de diffusion Brillouin vers



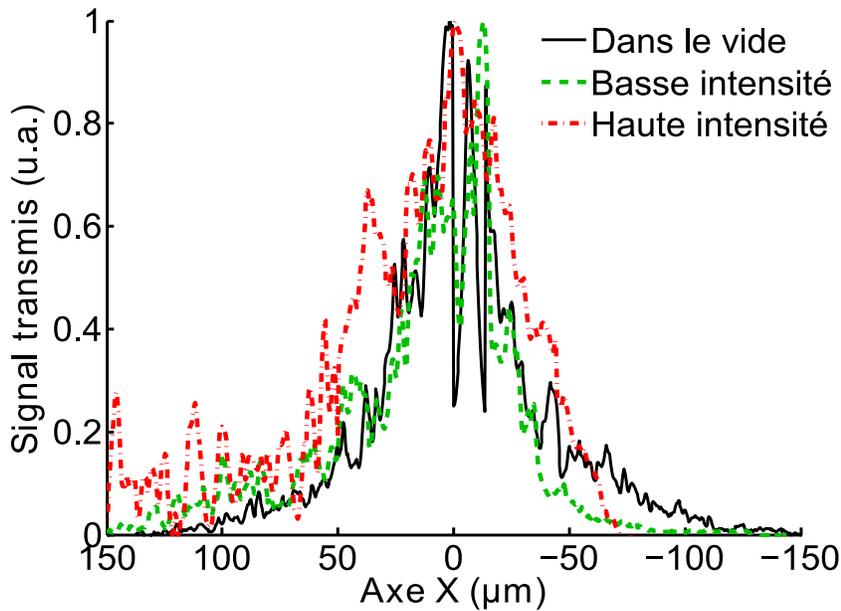
**Figure 3.20.** Coupe des images 2D de la distribution spatiale de l'intensité transmise dans le plan de sortie du plasma avec  $\Delta t = 1,5$  ns.

l'avant possède un seuil en intensité inférieur à celui de la filamentation. D'autre part, nous observons le développement de l'instabilité Brillouin en rétrodiffusion. Cela signifie que la durée d'impulsion est suffisamment longue pour permettre sa croissance. Pour ces deux raisons on peut penser que l'augmentation du diamètre en  $1/e^2$  à basse intensité est due à la diffusion Brillouin vers l'avant. L'enveloppe de la distribution spatiale d'intensité est augmentée mais l'énergie contenue dans la largeur à mi-hauteur n'est pas modifiée de façon significative (<20%). L'importance de l'instabilité de diffusion Raman vers l'avant n'est pas discutée ici car les longueurs d'onde correspondantes ne peuvent pas être mesurées par le diagnostic.

En conclusion, l'étude de la distribution spatiale d'intensité en sortie du plasma met en évidence la présence d'un mécanisme d'éclatement à plus haute intensité. Cet éclatement coïncide avec la satisfaction des critères de l'autofocalisation non linéaire. En plus de ce mécanisme on constate à basse intensité que l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée est également responsable de l'éclatement du faisceau. A présent, on va continuer d'augmenter le paramètre  $P/P_c$ , en augmentant la densité électronique, pour étudier la modification de la distribution spatiale d'intensité.

### 3.4.1.2 Etude à haute densité

Pour les deux plasmas de plus forte densité, on compare les distributions d'intensité correspondant à un faisceau d'interaction basse et haute intensité avec le tir dans le vide.



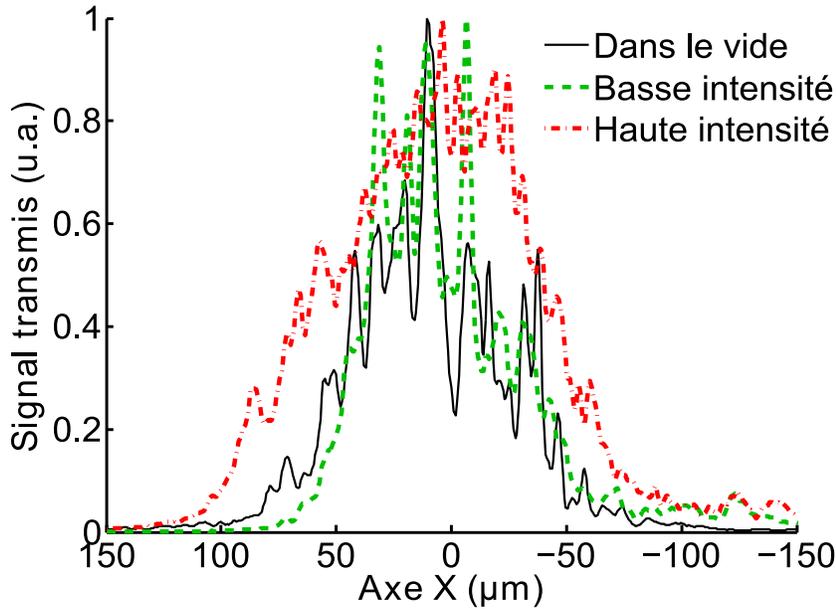
**Figure 3.21.** Images des CCD en transmission d'un plasma de  $0,24n_c$  pour un tir basse et haute intensité avec  $\Delta t = 1$  ns.

La figure 3.21 présente les coupes effectuées dans un plasma de densité électronique maximale de  $0,24n_c$ . Pour le tir à basse intensité, les largeurs à mi-hauteur et en  $1/e^2$  sont les mêmes que celles du tir dans le vide,  $55 \pm 3 \mu\text{m}$  à mi-hauteur et  $90 \pm 3 \mu\text{m}$  en  $1/e^2$ . A haute intensité, la largeur de la distribution spatiale d'intensité atteint  $70 \pm 3 \mu\text{m}$  à mi-hauteur et  $160 \pm 15 \mu\text{m}$  en  $1/e^2$ . A nouveau, on constate un éclatement de la distribution d'intensité avec l'augmentation de l'intensité, mais on n'observe pas d'étalement à basse intensité.

Les distributions spatiales d'intensité en sortie du plasma de  $0,8n_c$  sont tracées sur la figure 3.22. A basse intensité, la distribution en sortie du plasma est proche de celle dans le vide. On mesure une largeur à mi-hauteur de  $75 \pm 3 \mu\text{m}$  et de  $105 \pm 3 \mu\text{m}$  en  $1/e^2$ . A haute intensité, on trouve à nouveau un élargissement à mi-hauteur et en  $1/e^2$  avec des largeurs de  $100 \pm 3 \mu\text{m}$  et de  $160 \pm 3 \mu\text{m}$ .

Dans les plasmas de plus forte densité, on observe que les variations en  $1/e^2$  coïncident avec celles à mi-hauteur. Cela signifie que la diffusion Brillouin vers l'avant, observée à basse intensité et très basse densité, n'est plus le processus qui domine l'éclatement de la distribution spatiale d'intensité. Une explication possible est que la rétrodiffusion Brillouin devient plus importante à forte densité et qu'elle supprime la diffusion à angle. Labaune et al. [100] a montré que la diffusion Brillouin à angle dans un plasma inhomogène se développe dans les zones de plus faible densité que dans la rétrodiffusion. Dans les plasmas de basse densité, la transmission est importante ce qui veut dire que la diffusion Brillouin peut se produire sur une grande zone de plasma, à l'avant ou à l'arrière du profil. Dans les plasmas à forte densité, l'absorption est plus importante ce qui implique que la diffusion Brillouin est localisée

à l'avant du profil. Cela limite les zones de plasmas où l'instabilité de diffusion peut croître et donc l'éclatement de la distribution spatiale d'intensité dans le plan de sortie.



**Figure 3.22.** Image des CCD en transmission d'un plasma de  $0,80n_c$  pour un tir basse et haute intensité avec  $\Delta t = 1,5$  ns.

En plus de mesurer l'élargissement de la distribution d'intensité, on peut étudier le lissage de la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma par l'autofocalisation et la diffusion Brillouin vers l'avant. Pour être proche des conditions de l'allumage par choc, où l'autofocalisation et la diffusion Brillouin vers l'avant se produisent simultanément, on n'utilise que les résultats à haute densité où ces conditions sont vérifiées pour les deux intensités.

Pour caractériser le lissage, on définit le contraste  $C$  dans les coupes normalisées comme :

$$C = \frac{I_m - I_c}{I_m + I_c}, \quad (3.3)$$

où  $I_m = 1$  correspond à la valeur maximale de la surintensité et  $I_c$  à la valeur minimale de la modulation d'amplitude située autour de  $I_m$ . On compare le contraste mesuré sur les coupes des figures 3.21 et 3.22, entre les deux plasmas de mousses. On obtient le tableau 3.1.

**Table 3.1.** Mesures du contraste de la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction pour les plasmas de mousse préformées.

$\frac{n_e}{n_c} \setminus$ Tir	dans le vide	$I=2.10^{15}$ W/cm <sup>2</sup>	$I=2.10^{16}$ W/cm <sup>2</sup>
0,24	$0,58 \pm 0,2$	$0,48 \pm 0,16$	$0,21 \pm 0,07$
0,80	$0,62 \pm 0,21$	$0,37 \pm 0,12$	$0,15 \pm 0,03$

A faible intensité, la réduction du contraste n'est significative que dans le plasma de  $0,8n_c$ (divisé par 1,6) alors qu'à haute intensité le contraste est divisé par un facteur 2,7 pour

le plasma de  $0,24n_c$  et 4,1 pour le plasma le plus dense. Cette réduction du contraste est attribuée au développement de l'instabilité de diffusion Brillouin vers l'avant mais aussi à la présence de l'autofocalisation et de la filamentation. Le développement de l'autofocalisation et de la filamentation est confirmée par l'observation d'un autre phénomène avec l'augmentation de l'intensité. En effet, la réduction du contraste s'accompagne d'une multiplication du nombre de points chauds. Cette augmentation, qui est la plus visible dans le cas du plasma de  $0,8n_c$ , confirme que l'autofocalisation et la filamentation se développent à haute intensité dans le cas de la mousse la plus dense.

En conclusion, nous avons mis en évidence qu'une impulsion de 5 ps est suffisante pour observer de l'autofocalisation non linéaire. Ce mécanisme se développe principalement pour un faisceau d'interaction haute intensité mais aussi pour le plasma le plus dense à basse intensité. Dans le cadre de l'allumage par choc, l'autofocalisation a d'abord pour effet d'accentuer les sur-intensités dans le plasma, ce qui facilite le développement des instabilités. Puis avec la propagation dans le plasma, elle lisse la distribution d'intensité, réduit les dimensions des points chauds et augmente l'éclatement du faisceau. Ainsi, elle influe sur le diamètre contenant l'énergie laser, donc l'intensité absorbée dont dépend la puissance du choc créé.

Nous avons également vu que pour des plasmas de densité  $\leq 0,11n_c$ , on observe un mécanisme d'éclatement probablement lié aux diffusions Raman et Brillouin. Quel que soit le plasma ou le mécanisme considéré, l'augmentation de la largeur à mi-hauteur de la distribution en intensité en sortie de plasma ne dépasse pas les 45% de la tache focale à vide. Pour les largeurs en  $1/e^2$ , l'énergie contenue en dehors de l'ouverture initiale du faisceau ne dépasse pas 20% de l'énergie incidente. Pour ces raisons, on ne considère pas la filamentation et l'autofocalisation comme des mécanismes induisant une perte d'énergie significative.

On poursuit l'analyse des résultats pour une durée d'impulsion de 5 ps avec la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

### 3.4.2 Influence de l'instabilité de diffusion Brillouin sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud

On présente l'évolution des réflectivités en fonction de la densité électronique maximale du plasma. Ensuite, on détaille les spectres associés à ces réflectivités à partir desquels on discute des mécanismes influant sur l'instabilité. Enfin, on compare les réflectivités obtenues en plasma quasi-homogène avec celles mesurées en plasma inhomogène lors de nos expériences et d'expériences précédentes également réalisées en régime picoseconde. Nous terminons en discutant l'importance de l'instabilité Brillouin quant à l'allumage par choc.

### 3.4.2.1 Effet de la densité

On trace sur la figure 3.23 l'évolution de la réflectivité Brillouin en fonction de la densité électronique du plasma quasi-homogène pour les séries basse et haute intensité. Nous obser-

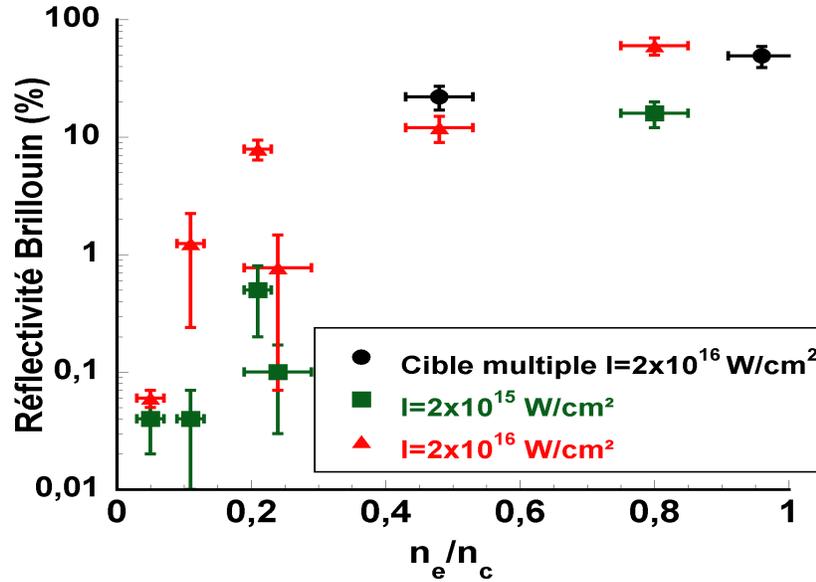
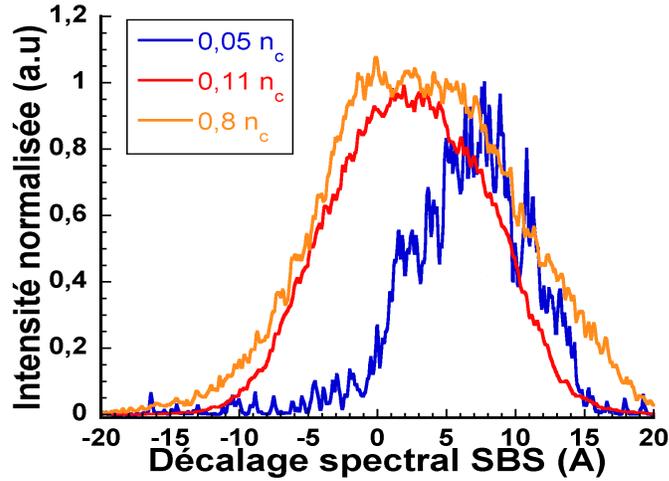


Figure 3.23. Réflectivité Brillouin en fonction de la densité électronique du plasma en 5 ps.

vons une forte dépendance de la réflectivité Brillouin par rapport à la densité électronique du plasma. Elle est multipliée par un facteur  $\approx 100$  entre le plasma le moins dense et celui le plus dense pour les deux intensités d'interaction utilisées. Une baisse de la réflectivité se produit sur les deux courbes lors de la transition entre le plasma de feuille mince explosée le plus dense ( $0,21n_c$ ) et le plasma de mousse le moins dense ( $0,24n_c$ ). Cette diminution de la réflectivité peut être attribuée à la modification de la longueur caractéristique de densité du pré-plasma entre les plasmas de mousse et les plasmas de feuilles. Globalement, la courbe de réflectivité croît avec la densité du plasma. Dans le cas le plus extrême qui correspond à la plus forte densité de plasma et la plus forte intensité laser, on atteint une réflectivité Brillouin de 60%.

Pour expliquer les raisons de cette forte augmentation, nous étudions les spectres Brillouin rétrodiffusés. La figure 3.24 présente les spectres Brillouin mesurés à haute intensité dans trois plasmas quasi-homogènes de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,8n_c$ . Dans le plasma de plus petite densité électronique, le spectre est décalé vers le rouge avec une largeur à mi-hauteur de  $7 \text{ \AA}$ . Dès que l'on augmente la densité du plasma à  $0,11n_c$ , le spectre s'élargit vers le bleu et son centre se rapproche de zéro. Si l'on continue d'augmenter la densité électronique la largeur spectrale n'est plus modifiée et la largeur à mi-hauteur se stabilise à  $15 \pm 3 \text{ \AA}$ . A basse intensité, le comportement est le même : le spectre s'élargit pour atteindre une largeur à mi-hauteur de  $15 \pm 3 \text{ \AA}$  mais l'élargissement se produit pour une densité de plasma  $\geq 0,21n_c$ .



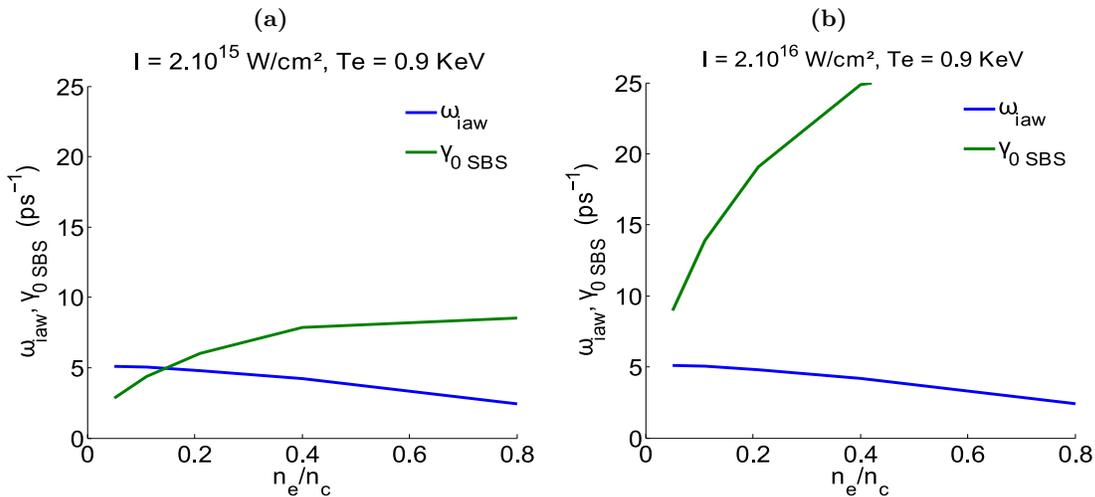
**Figure 3.24.** Spectre rétrodiffusé Brillouin en fonction de la densité électronique du plasma avec une intensité constante de  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> en 5 ps.

Il existe plusieurs phénomènes qui peuvent expliquer un élargissement et un décalage vers le bleu du spectre Brillouin :

- En premier lieu, l’augmentation de la densité du plasma. Le décalage de la longueur d’onde Brillouin rétrodiffusée par rapport à la longueur d’onde du laser se rapproche de zéro lorsque la densité augmente si la variation de température entre les différents plasma est faible.
- L’élargissement du spectre rétrodiffusé Brillouin vers le bleu, pour une intensité d’interaction croissante, a été observé en régime nanoseconde pour des plasmas inhomogènes dans la référence [81]. Lors de cette expérience, l’instabilité de diffusion Brillouin est capable de croître à partir de densités plus faibles lorsque l’intensité augmente. Ce qui, en accord avec la théorie linéaire, produit un élargissement vers le bleu. Cette explication est valable dans nos conditions de plasmas quasi-homogènes si l’on suppose que l’instabilité de diffusion Brillouin se développe dans le pré-plasma.
- Le déplacement des points chauds vers les zones de plus faibles densités du plasma sous l’effet de l’autofocalisation non linéaire, détaillée dans la partie 3.4.1. L’instabilité de diffusion Brillouin stimulée qui se développe dans ces points chauds est alors déplacée vers l’avant du profil de densité. A cet endroit la vitesse d’expansion du plasma est plus élevée [101], et la lumière diffusée sera diffusée vers le bleu. D’après la relation 1.38, pour une vitesse d’expansion supersonique vers le laser, le spectre se décale vers le bleu. En considérant un plasma à une température de 0,9 keV on trouve que la vitesse d’expansion correspondant à un décalage de 9 Å est de  $2c_s$ . Ce déplacement de la zone

où l'instabilité Brillouin se produit peut être à l'origine de la modification du spectre.

- L'élargissement vers le bleu peut être dû à l'appauvrissement de l'onde de pompe dans les points chauds les plus intenses [100]. La forte réflectivité présente dans les points chauds modifie la distribution spatiale de l'intensité à l'intérieur de ces derniers. L'intensité maximale se déplace vers l'avant et induit un décalage vers le bleu. Cependant ce phénomène se produit une fois que les instabilités ont atteint un régime de saturation [102], sur une échelle de temps plus longue que les cinq picosecondes.
- Le régime de croissance de l'instabilité Brillouin peut également modifier le spectre rétrodiffusé. Nous avons vu que, dans le régime de couplage fort, l'instabilité Brillouin possède un spectre plus large et que le seuil en intensité décroît lorsque la densité du plasma augmente. La figure 3.25 présente les valeurs de la constante de couplage Brillouin et de la pulsation de l'onde acoustique ionique résonante en fonction de la densité électronique du plasma. On note que la constante de couplage est supérieure à la fréquence des ondes acoustiques ioniques. Cela qui confirme que l'on est en régime de couplage fort pour les conditions hydrodynamiques des plasmas obtenus au LULI 2000 comme dans les conditions de l'allumage par choc. Ainsi, on observe un spectre plus large en régime de couplage fort.



**Figure 3.25.** Comparaison entre la constante de couplage du Brillouin et la valeur de la pulsation de l'onde acoustique ionique fille de l'instabilité en fonction de la densité électronique du plasma.

Nous retenons que, pour une intensité fixée du faisceau d'interaction, la variation de la densité induit un élargissement et un décalage du spectre qui est dû à plusieurs effets simultanés. Pour pouvoir analyser plus finement ces effets nous avons réalisé une étude à densité fixée où l'on augmente l'intensité du faisceau d'interaction. Cette série ayant été réalisée pour une durée d'impulsion plus longue, elle sera détaillée dans la partie 4.1.1.

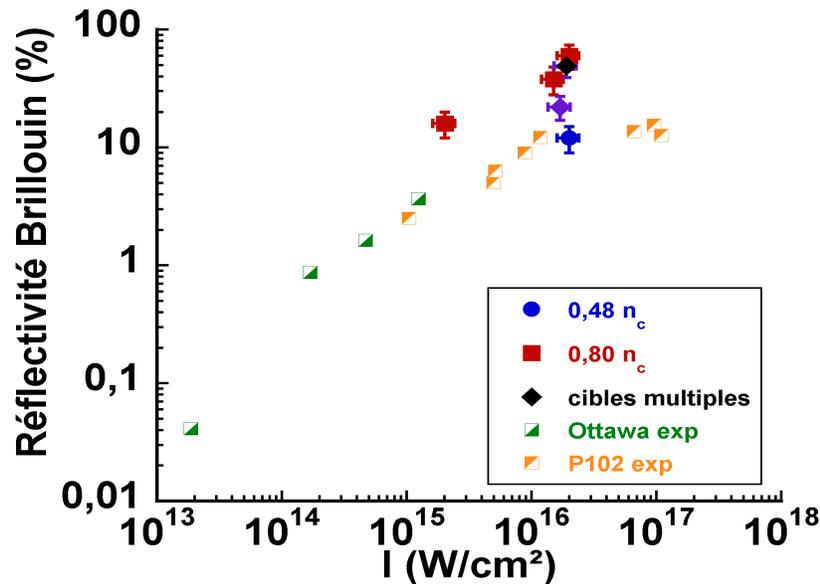
Pour les intensités du pic de l'allumage par choc, nous avons établi qu'en plasma quasi-

homogène, l'instabilité Brillouin se développe en régime de couplage fort dès les plus basses densités. La réflectivité peut alors atteindre de très grandes valeurs lorsque la densité devient proche de la densité critique. Nous allons maintenant comparer ces résultats avec les réflectivités obtenues dans les profils inhomogènes.

### 3.4.2.2 Comparaison avec les plasmas inhomogènes et conclusion sur l'instabilité Brillouin en régime picoseconde

On a présenté sur la figure 3.23 les réflectivités des cibles multiples en fonction de la densité maximale qu'elle contienne *i.e.* une cible composée d'une mousse de  $3 + 6 \text{ mg/cm}^3$  a comme abscisse  $0,48n_c$ . Le taux de rétrodiffusion Brillouin de ces cibles est comparable à celui mesuré dans le plasma quasi-homogène de plus forte densité contenu dans la cible multiple. Une cible composée d'une mousse de 3 et de  $6 \text{ mg/cm}^3$  montre une réflectivité proche de celle d'une mousse seule de  $6 \text{ mg/cm}^3$ . On en déduit que c'est la densité maximale présente dans le plasma qui régit la réflectivité Brillouin.

Sur la figure 3.26, on compare les réflectivités mesurées pour les plus grandes densités électroniques avec d'autres expériences réalisées dans des plasmas préformés avec des faisceaux d'interaction ayant une durée d'impulsion de 1,2 ps sur l'installation P102 [103] et 10 ps sur l'installation d'Ottawa [104].



**Figure 3.26.** Réflectivité Brillouin dans les cibles les plus denses en fonction de l'intensité avec les résultats précédemment obtenus (en 5 ps). Sur l'installation d'Ottawa, les caractéristiques du plasma préformé était :  $n_e \approx 0,1n_c$  et  $T_e \approx 300 \text{ eV}$ . Sur l'installation P102, les caractéristiques du plasma préformé était :  $n_e \approx 0,05n_c$  et  $T_e \approx 100 \text{ eV}$

Ces expériences ont observé que, pour des intensités allant jusqu'à  $10^{17} \text{ W/cm}^2$ , la réflectivité Brillouin sature à 10% de l'énergie incidente. La densité électronique semble être la

raison de la saturation de la réflectivité Brillouin. En effet, dans ces expériences, la densité du plasma au moment de l'interaction est comprise entre 0,05 et 0,11 $n_c$  alors que l'on utilise des densités allant jusqu'à 0,80 $n_c$ . Malgré les températures trois à neuf fois plus faibles des plasmas utilisés dans ces expériences, qui favorisent le développement du Brillouin, la densité plus importante du plasma conduit à des réflectivités beaucoup plus importantes lors de nos expériences.

Dans le cadre de l'allumage par choc, cela nous montre que si une partie significative de l'énergie du pic de l'impulsion atteint les zones de forte densité, l'instabilité de diffusion Brillouin sera la cause d'une perte d'énergie importante. Dans les profils d'intensité locale établis dans la partie 1.2.1.2, nous avons vu que l'intensité laser atteignait des densités de 0,45 $n_c$  dans le cas du profil de type exponentiel le plus raide et 0,3 $n_c$  pour le profil le plus doux. Pour une intensité de 2.10<sup>16</sup>W/cm<sup>2</sup>, d'après la figure 3.23, on trouve des réflectivités Brillouin de 6 et 16 % de l'énergie incidente. Sachant que les hypothèses utilisées pour obtenir les profils d'intensité locale surestiment l'efficacité de l'absorption, on sait que l'impulsion de création de choc atteindra des densités plus importantes donc que ces réflectivités seront plus importantes. L'instabilité de diffusion Brillouin stimulée semble être un sérieux handicap pour l'utilisation de faisceau intense dans le cadre de l'allumage par choc. On analyse maintenant les résultats obtenus pour l'instabilité de diffusion Raman stimulée.

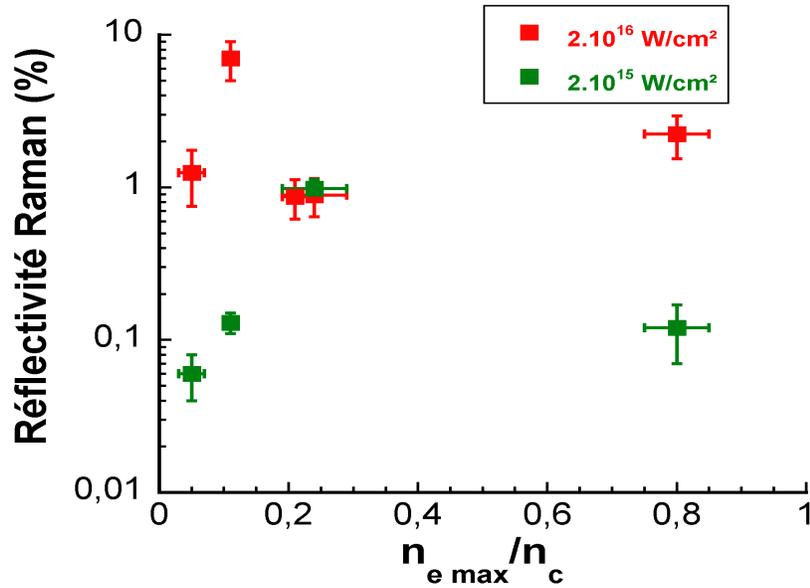
### 3.4.3 Influence de l'instabilité de diffusion Raman sur le couplage d'un faisceau intense avec un plasma long et chaud

Les spectres Raman à basse intensité ont été détaillés pour caractériser la densité des plasmas inférieurs au quart critique. On présente les réflectivités associées à ces tirs que l'on compare à celles mesurées dans les mêmes conditions hydrodynamiques mais pour un faisceau d'interaction dix fois plus intense. Nous montrons ensuite l'évolution des spectres en fonction de la densité à forte intensité. Enfin nous comparons les mesures des réflectivités en plasma quasi-homogène et inhomogène en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction.

#### 3.4.3.1 Effet de la densité de la cible

On présente sur la figure 3.27 le taux de rétrodiffusion en fonction de la densité maximale du plasma.

Pour l'ensemble des tirs réalisés à basse intensité, la réflectivité Raman est comprise entre 0,8 et 0,01% et la largeur des spectres mesurés est faible <100 nm. On conclut que la rétrodiffusion Raman reste très localisée et ne cause pas une perte d'énergie significative pour les tirs à faible intensité. A haute intensité la réflectivité diffère selon la densité du plasma. Le taux de rétrodiffusion augmente de 1,2% à 7% quand on passe de 0,05 $n_c$  à 0,11 $n_c$ , il retombe ensuite à 0,9% pour une feuille mince de 0,21 $n_c$ . Le passage de la feuille mince la plus dense à la mousse de plus faible densité ne change pas le taux de rétrodiffusion. Enfin, il est de 2,2% pour la mousse la plus dense.



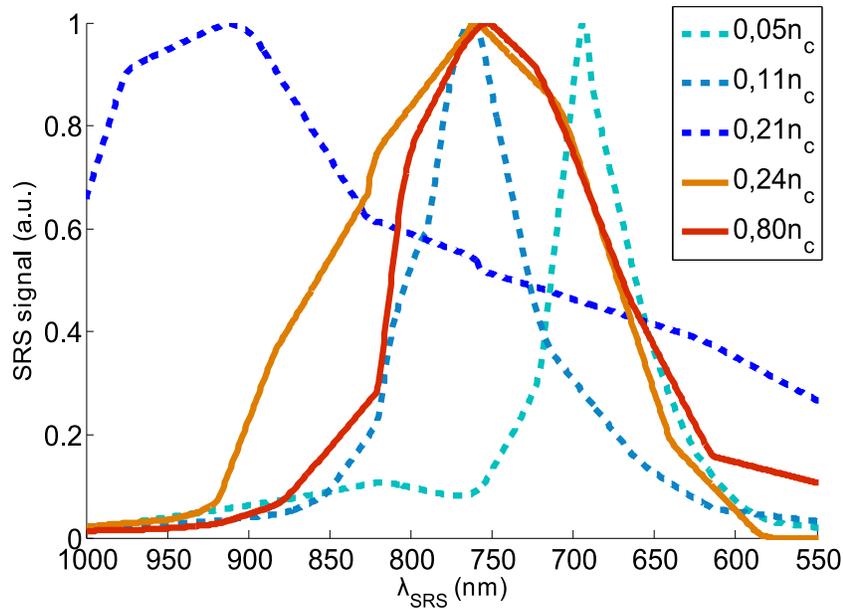
**Figure 3.27.** Réflectivités Raman mesurées pour un faisceau de 5 ps en fonction de la densité électronique maximale présente. Les carrés vides représentent les plasmas où le Raman ne peut se produire que dans le pré-plasma et non dans le plateau.

Aux faibles densités, le comportement de la réflectivité s'explique par la valeur de  $n_e$  sur le plateau. La première augmentation vient du fait que l'on augmente la densité présente sur le plateau. Ainsi la grande longueur sur laquelle le Raman peut se développer possède un gain plus important et surtout l'amortissement Landau est fortement diminué. Cela se traduit par l'augmentation de la réflectivité Raman. Lorsque l'on augmente encore la densité de la feuille, l'amortissement Landau diminue encore, à l'inverse on observe une chute de la réflectivité. On explique cette chute par l'existence du gap Raman [105],[106],[107],[108],[109] qui correspond à une zone de densité comprise entre  $0,18$  et  $0,25n_c$  où la compétition entre le Brillouin et le Raman est dominée par le Brillouin. On observe en effet que la réflectivité Brillouin augmente de  $1,2$  à  $7,9\%$  entre un plasma de  $0,11$  et  $0,21n_c$ . Cela traduit la diminution des ondes acoustiques ioniques de grande amplitude qui empêchaient l'instabilité de diffusion Raman de se développer dans le plasma de  $0,21n_c$ .

Pour un plasma de mousse de  $0,24n_c$  à haute intensité, la réflectivité est la même que pour le plasma de feuille le plus dense. Cela est en accord avec le fait que la densité maximale se trouve également dans le gap Raman.

Pour compléter l'étude de l'instabilité, on trace l'évolution du spectre rétrodiffusé en fonction de la densité électronique maximale présente dans le plasma sur la figure 3.28. On présente ici les spectres corrigés de la transmission du diagnostic en fonction de la longueur d'onde, comme décrit dans la partie 2.2.2.

On discute d'abord des résultats obtenus à faible densité. Dans les plasmas de feuilles minces explosées ( $\leq 0,21n_c$ ), la largeur du spectre augmente avec la densité du plasma. La



**Figure 3.28.** Evolution des spectres en fonction de la densité électronique maximale pour une intensité de  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et une durée d'impulsion de 5 ps. La densité électronique indiquée correspond à la densité maximale du plasma préformé.

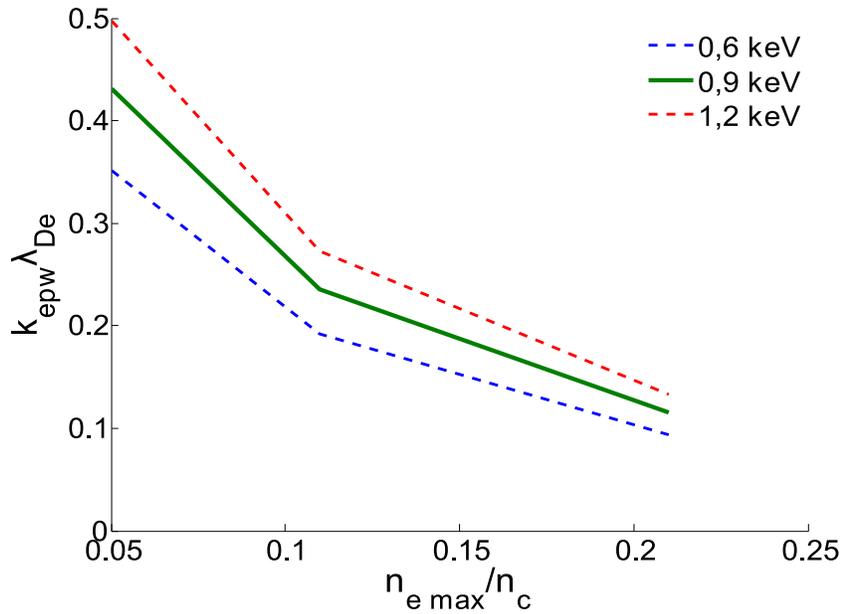
modification du spectre Raman rétrodiffusé peut s'expliquer par l'importance des effets cinétiques. Vu *et al.* [110] montre dans le cas de simulations PIC l'existence d'un seuil d'inflation au-delà duquel la réflectivité Raman augmente fortement. Ce phénomène s'accompagne d'un élargissement spectral du Raman [111]. A intensité fixée, lorsque  $k_{epw}\lambda_{De}$  augmente, le seuil d'inflation est accru et la croissance de l'instabilité Raman diminue. On sait que les effets cinétiques deviennent prépondérants lorsque  $k_{epw}\lambda_{De} \geq 0,3$ . On trace ce paramètre en fonction de la densité électronique sur la figure 3.29 en prenant en compte l'incertitude sur la mesure de température.

On constate que les effets cinétiques seront prépondérants pour les densités inférieures à  $0,07n_c$ . Or dans notre cas, l'élargissement du spectre se produit lorsque la densité est plus importante. On cherche ailleurs la raison de l'élargissement spectral.

L'autofocalisation des points chauds de la distribution d'intensité créée par la lame de phase aléatoire constitue une autre possibilité. Elle peut expliquer l'élargissement de deux façons.

- La matière est évacuée du centre des points chauds, ce qui crée dans les plasmas des zones de densité inférieure où l'instabilité de diffusion Raman stimulée peut se développer. On observe alors un élargissement du spectre vers les plus courtes longueurs d'onde.
- Les points chauds sont déplacés vers les zones de plus faibles densités à l'avant du plasma. Ce qui conduit également à un élargissement du spectre vers les plus courtes longueurs d'onde.

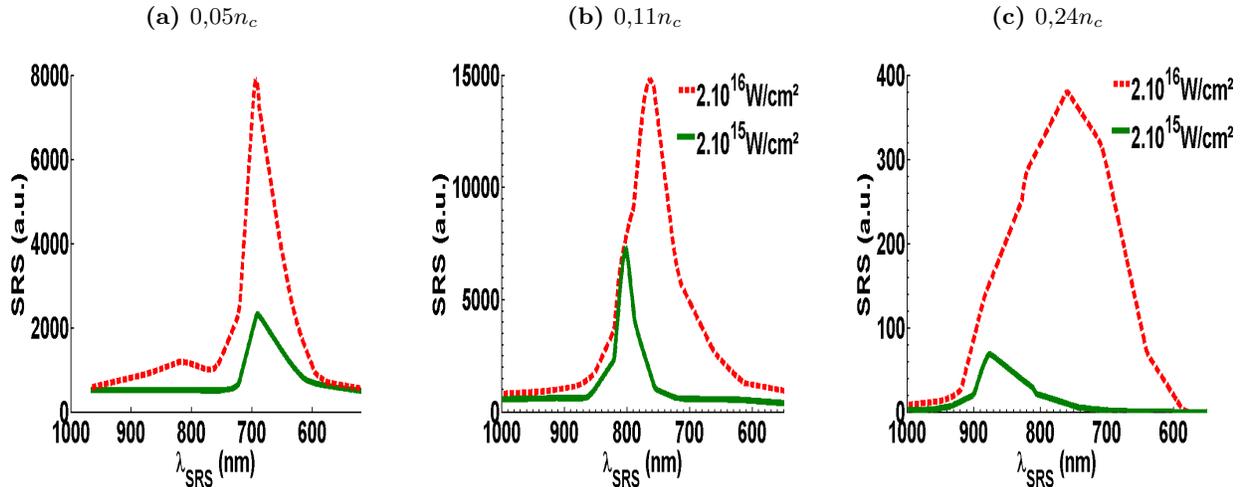
Dans les plasmas les plus denses, l'instabilité de diffusion Raman se développe principalement dans le pré-plasma. Ainsi l'instabilité croît dans un profil de densité inhomogène et le spectre plus large à  $0,24n_c$  qu'à  $0,80n_c$  traduit la différence de longueur de gradient dans le pré-plasma. Pour le plasma de densité maximale la plus faible, la longueur de gradient de densité est plus douce ce qui entraîne un spectre rétrodiffusé Ramna plus large.



**Figure 3.29.** Valeur du paramètre  $k_{epw} \lambda_{De}$  en fonction de la densité électronique comprenant l'incertitude de la mesure en température.

De même que dans les plasmas de plus faible densité, l'autofocalisation des points chauds peut expliquer la largeur du spectre. Cette explication est appuyée par la comparaison entre les spectres haute et basse intensité qui se déplacent vers les plus courtes longueurs d'onde qui sont présentés sur la figure 3.30. A basse intensité le spectre Raman rétrodiffusé est peu large et directement lié à la densité du plasma alors qu'à haute intensité, le spectre s'élargit vers les plus courtes longueurs d'onde. L'augmentation de l'intensité induit l'élargissement du spectre Raman de la même façon que l'augmentation de la densité, elle accroît le paramètre  $P/P_c$  donc l'autofocalisation. C'est pourquoi, pour la plus petite densité électronique, on n'observe pas d'élargissement spectral.

Sur tous les spectres mesurés expérimentalement aucune contribution à la longueur d'onde de  $2\lambda_0$  correspondant à une activité au voisinage du quart critique n'a été observée. Cela signifie que les signaux sont en-dessous de notre seuil de détection qui est de 0,005%. En effet, si la décomposition à deux plasmons et l'instabilité de diffusion Raman absolue sont les instabilités qui se développent au tout début de l'impulsion, leur temps de croissance étant le plus faible, elles saturent très vite à cause des modifications du profil de densité électronique qu'elles engendrent. Ainsi, leur développement se traduit par un pic de réflectivité d'une



**Figure 3.30.** Elargissement du spectre rétrodiffusé Raman en fonction de l'intensité d'interaction pour trois densités maximales de plasma de  $0,05n_c$ ,  $0,11n_c$  et  $0,24n_c$ . La durée d'impulsion est de 5 ps

durée inférieure à la picoseconde au tout début de l'impulsion [33]. Etant donné la durée d'impulsion de 5 ps et la résolution temporelle de nos diagnostics, on ne peut pas détecter cette contribution qui est négligeable par rapport aux deux autres mécanismes de rétrodiffusion. On étudiera plus en détail l'évolution de la saturation de l'instabilité Raman en faisant varier la durée d'impulsion dans la partie 4.2.2.

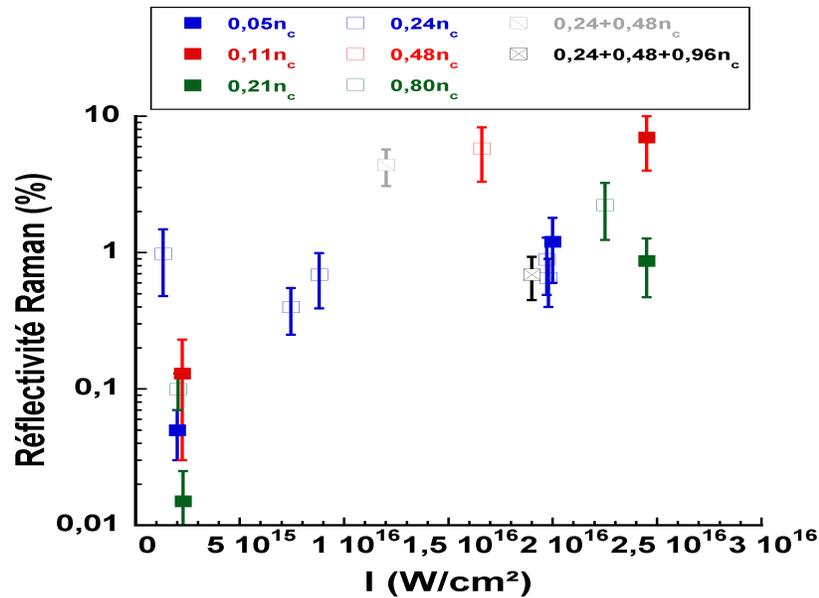
En résumé, pour des plasmas quasi-homogènes, les réflectivités Raman restent limitées à 7% de l'énergie incidente dans les conditions les plus favorables au développement de cette instabilité. Dans les plasmas où les effets cinétiques sont attendus comme importants nous n'avons pas observé de forte augmentation de la réflectivité. L'activité au voisinage du quart critique est négligeable.

### 3.4.3.2 Comparaison avec les plasmas inhomogènes et conclusion sur l'instabilité Raman en régime picoseconde

Nous avons étudié la réflectivité Raman en fonction de la densité des plasmas quasi-homogènes. On trace maintenant les réflectivités mesurées en fonction de l'intensité sur la figure 3.31, pour les plasmas utilisés lors des campagnes LULI2000, pour une durée d'impulsion de 5 ps. Nous avons également représenté sur la figure, les réflectivités mesurées dans le cas des profils inhomogènes.

En plasma inhomogène, les réflectivités restent inférieures à 7%. Celle obtenue dans le cas d'un profil allant jusqu'à  $0,48n_c$  (cible double) est supérieure à celle mesurée pour le profil complet (cible triple). D'après les spectres rétrodiffusés, l'instabilité de diffusion Raman se

développe pour des densités entre  $0,05$  et  $0,1n_c$ . La réflectivité Raman plus faible pour le plasma de la cible triple peut s'expliquer par la croissance de l'instabilité Brillouin qui est plus importante. On peut également invoquer les différences dans la longueur du pré-plasma. En effet, le plasma de la cible double étant plus chaud, il se détend plus vite ce qui permet une longueur caractéristique plus grande et facilite la croissance de l'instabilité Raman.



**Figure 3.31.** Réflectivité Raman en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction pour une durée d'impulsion de 5 ps et dans tous les types de plasmas utilisés.

En conclusion, dans la gamme d'intensité pertinente pour l'allumage par choc et quelles que soient les conditions plasma, la réflectivité Raman est inférieure à 7%. Cette instabilité se produit à faible densité où l'intensité locale est importante. Dans le cas du pic d'intensité de l'allumage par choc, on en déduit que, si l'intensité atteint des zones de densité suffisamment forte pour que l'instabilité Brillouin se développe, l'instabilité de diffusion Raman sera inhibée. En ce qui concerne le développement du Raman en régime cinétique, nous n'avons pas observé de modification significative de la réflectivité même à forte intensité. Nous allons maintenant réaliser un bilan énergétique du couplage de l'impulsion de 5 ps dans les différents plasmas quasi-homogènes.

### 3.5 Bilan énergétique du couplage dans les plasmas quasi-homogènes et comparaison avec le profil du plasma de couronne

Nous avons étudié la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma, les réflectivités Brillouin et Raman pour des plasmas quasi-homogènes de densité croissante. Nous considérons chaque plasma quasi-homogène comme une partie du profil inhomogène de la couronne. On réalise à chaque étape un bilan des énergies absorbées, transmises et rétrodiffusées en considérant les deux intensités d'interaction utilisées. On utilisera ces résultats pour déduire les effets des instabilités sur le couplage du pic d'intensité selon les zones de densité qu'il atteint avant d'être absorbé.

#### 3.5.1 Partie basse densité du profil

Les taux d'énergie transmise sont présentés sur la figure 3.32 en fonction de la densité du plasma. On s'aperçoit que le taux de transmission décroît avec la densité de la cible pour les deux séries en intensité. La série haute intensité conduit à des taux de transmission plus faibles d'un facteur deux pour les plasmas de 0,05 et 0,11 $n_c$  alors que le taux de transmission est identique au cas à faible intensité pour le plasma de 0,21 $n_c$ .

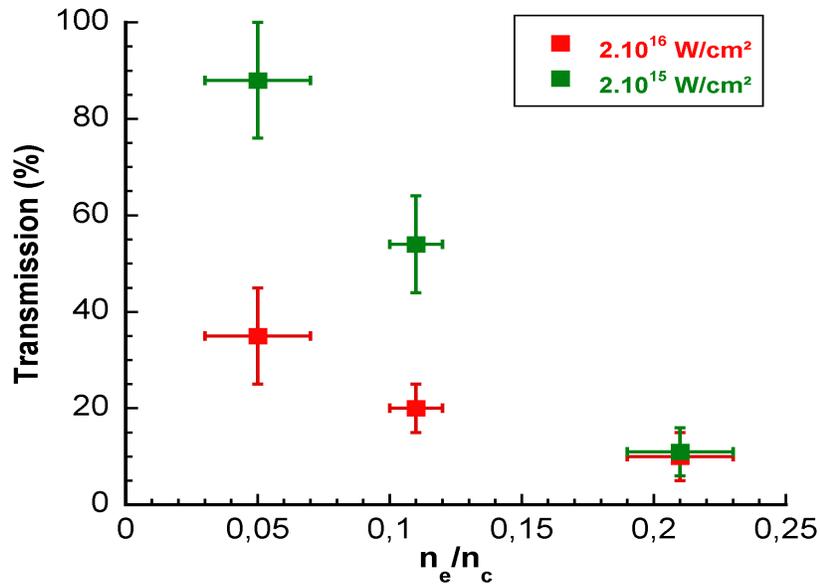


Figure 3.32. Evolution du taux de transmission en fonction de la densité électronique maximale du plasma quasi-homogène.

La diminution de la transmission avec l'augmentation de la densité est due à une absorption plus importante dans un plasma plus dense. On remarque cependant que le taux de

transmission diminue dans le cas des tirs à haute intensité pour les deux densités électroniques les plus faibles.

Pour comprendre l'évolution de la transmission, on trace sur la figure 3.33 le taux de transmission attendu dans le cas d'un faisceau ne subissant que de l'absorption par Bremsstrahlung inverse  $T_{BI}$  au cours de sa propagation dans le plasma. On le compare avec la somme du taux de transmission expérimental  $T_T$  et du taux de rétrodiffusion  $T_R$ . Ainsi on compare l'énergie non absorbée :

- mesurée expérimentalement, composée de la rétrodiffusion plus la transmission ( $T_{R+T}$ );
- calculée en supposant que le transfert d'énergie entre le laser et le plasma ne provient que des collisions électron-ion ( $T_{BI}$ ).

On montre sur le même graphique les taux de rétrodiffusion correspondant pour estimer son importance dans l'énergie non absorbée. Une valeur de  $T_{BI}$  plus importante que  $T_{R+T}$  signifie que l'énergie a été soit absorbée soit diffusée en-dehors des angles de collection des diagnostics. De même, si la longueur d'onde du signal transmis a été modifiée de plus de 10 nm, ce signal n'est pas comptabilisé dans notre mesure. Une valeur de  $T_{R+T}$  supérieure à  $T_{BI}$  signifie que le couplage entre le laser et le plasma est moins efficace que celui prédit par l'absorption collisionnelle.

A basse intensité, les taux de rétrodiffusion sont faibles, toujours en-dessous du pourcent, et les taux d'énergie non absorbée théoriques et expérimentaux sont en bon accord. On conclut que les instabilités paramétriques influent peu sur la propagation d'un faisceau d'interaction de  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et que le couplage est assuré par les collisions.

A haute intensité, dans les plasmas de  $0,05n_c$  et  $0,11n_c$ , le taux de transmission est divisé par deux par rapport au cas à faible intensité sans que la réflectivité augmente significativement. A  $0,21n_c$ , le taux de rétrodiffusion a augmenté pour atteindre 8% et conduit à ce que  $T_{R+T}$  soit de l'ordre de  $T_{BI}$ .

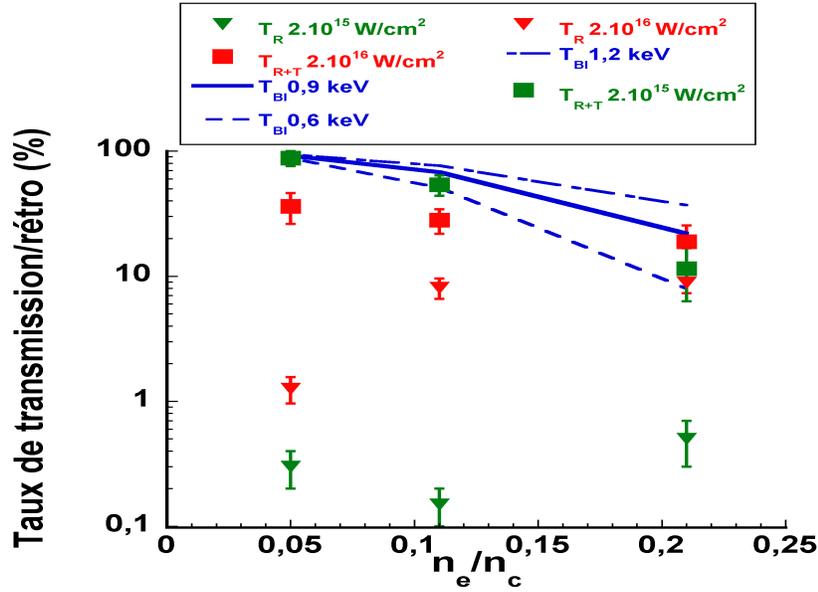
On observe une perte d'énergie à plus forte intensité dans le cas des plasmas de plus faible densité dont les sources peuvent être les suivantes :

- l'autofocalisation qui éclate le faisceau en-dehors des optiques;
- la rétrodiffusion Brillouin et Raman hors-cône;
- de la diffusion Raman vers l'avant qui modifie la longueur d'onde du faisceau transmis;
- un mécanisme d'absorption anormal.

Nous allons étudier chaque point séparément et regarder dans quelles proportions il peut confirmer les observations expérimentales.

De la lumière peut être transmise en dehors des optiques si l'autofocalisation est très forte. L'étude de la distribution d'intensité dans le plan de sortie du plasma nous a montré de l'éclatement. La largeur à mi-hauteur de la distribution d'intensité était similaire pour les trois plasmas de basse densité. On sait que la filamentation est plus importante à forte densité. Donc l'effet d'augmentation de l'ouverture angulaire devrait être plus prononcé à forte densité. Comme ce n'est pas ce que l'on observe on écarte cette possibilité pour expliquer la perte d'énergie.

Pour observer de forte réflectivité en-dehors du cône de focalisation il faut que le faisceau



**Figure 3.33.** Comparaison entre la mesure expérimentale d'énergie non absorbée dans le plasma pour deux intensités d'interaction et l'énergie transmise calculée. On suppose uniquement de l'absorption par Bremsstrahlung inverse en fonction de la densité électronique maximale du plasma. Les carrés pleins symbolisent la mesure de l'énergie non absorbée et les triangles vides les pourcentages de rétrodiffusion.

soit éclaté. De plus, les taux de rétrodiffusion dans le cône sont faibles. Etant donné les faibles densités, en ce qui concerne l'instabilité de diffusion Brillouin, on ne s'attend pas à ce que la diffusion vers l'arrière en dehors du cône de focalisation soit plusieurs fois supérieure à celle dans le cône. De plus elle devrait augmenter avec la densité ce qui n'est pas le cas ici. On peut attribuer une partie de l'énergie perdue à de la diffusion Raman hors du cône car elle se produit préférentiellement à basse densité. Des simulations PIC [112] ont montré qu'il existe une diffusion hors-cône de l'instabilité Raman vers l'arrière lorsque  $k\lambda_{De} > 0,3$ . Cela permet d'expliquer une partie de l'énergie perdue dans le plasma de plus faible densité.

La meilleure explication provient de la diffusion Raman vers l'avant qui produit un faisceau diffusé d'une longueur d'onde comprise entre 650 et 750 nm selon la densité où la diffusion se produit. Nous savons que ce signal n'est pas détecté par les diagnostics à cause des traitements des optiques et des filtres utilisés. La baisse de la transmission à cause de l'instabilité de Raman avant a été observée à plus forte intensité par Coverdale et al. [65]. Dans notre cas, un autre argument en faveur de cette instabilité est lié à l'importance des effets cinétiques. La diffusion stimulée Raman vers l'avant se produit préférentiellement à celle vers l'arrière à cause du paramètre  $k\lambda_{De}$ . Dans les plus basses densités ce paramètre est proche de 0,3 dans le cas de la rétrodiffusion donc cette géométrie est inhibée par l'amortissement Landau. Dans le cas de l'antédiffusion, l'onde plasma électronique résonante possède un vecteur  $k$  beaucoup plus petit, elle est donc moins amortie. A température conservée, ce phénomène est d'autant plus vrai que la densité de plasma est faible ce qui abonde dans le sens des observations

expérimentales *i.e.* l'augmentation de l'énergie manquante à plus basse densité.

Enfin, la dernière possibilité est un mécanisme d'absorption anormale. Il pourrait s'agir de la création de cavitons [33]. Cependant ce phénomène n'a été mis en évidence que dans les simulations et il est très difficile de l'observer expérimentalement.

L'énergie peut être également absorbée par effet Compton [113] qui correspond à un régime de Raman fortement couplé [114] où les ondes filles peuvent atteindre de grandes amplitudes et dépler l'onde laser. Ce phénomène est plus important pour des valeurs de  $k\lambda_{De}$  plus grandes. Il est difficile à mettre en évidence, surtout si la lumière diffusée est réabsorbée, mais un élargissement du spectre Raman dû à un élargissement de la résonance (définition du couplage fort) serait un indice. Nous n'avons pas observé d'élargissement pour le plasma où  $k\lambda_{De}$  est le plus important.

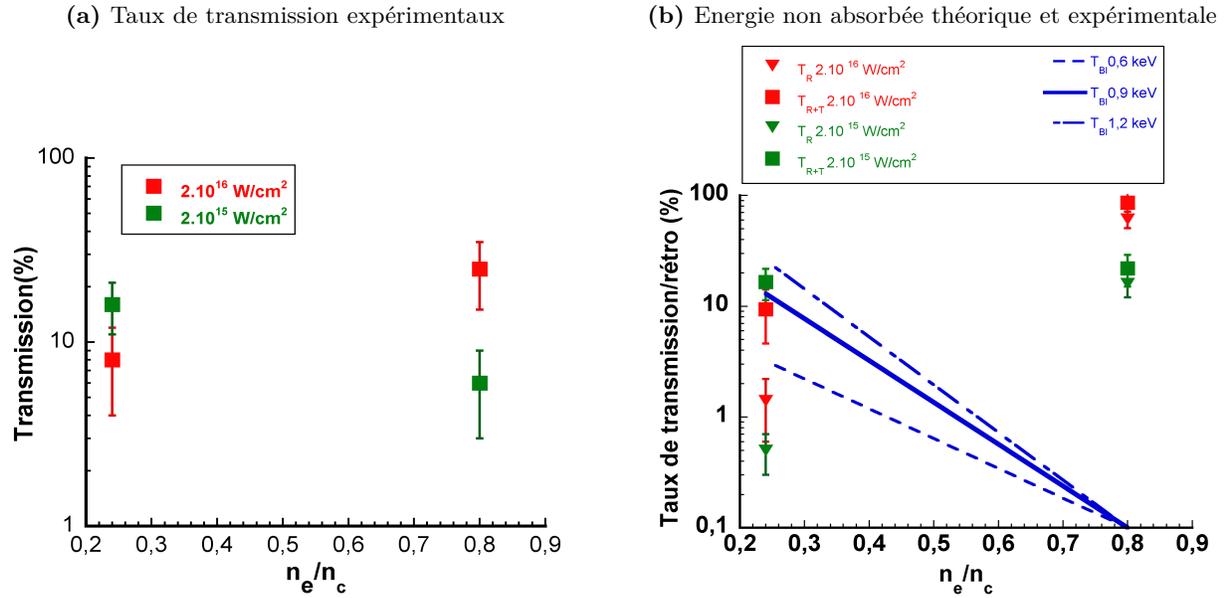
A basse intensité, le bilan énergétique montre une évolution en accord avec les calculs de Bremsstrahlung inverse et les pertes liées aux instabilités paramétriques sont faibles. A plus forte intensité, on observe une augmentation de l'activité Raman surtout à faible densité. Elle modifie la longueur d'onde de la lumière transmise et si l'on ne prend pas en compte la rétrodiffusion Raman la perte d'énergie ne sera pas supérieure à 7% de l'énergie incidente. Lorsque l'on augmente la densité du plasma, l'instabilité Brillouin devient dominante et atteint 8% de l'énergie incidente.

On effectue des bilans énergétiques pour les plus fortes densités.

### 3.5.2 Partie haute densité du profil

La densité étant plus importante, nous avons observé d'une part que les effets de lissage et d'autofocalisation augmentent et d'autre part que l'absorption et l'énergie rétrodiffusée sont plus importantes. La figure 3.34 regroupe les taux de transmission en fonction de la densité électronique de la cible et la comparaison entre  $T_{BI}$  et  $T_{R+T}$  également en fonction de la densité.

La figure 3.34a résume les mesures expérimentales. Pour le plasma de  $0,24n_c$  les deux taux de transmission sont similaires, comme dans le cas du plasma de feuille de  $0,21n_c$ . A  $0,80n_c$  les deux valeurs diffèrent de 20%. A basse intensité, le taux de transmission diminue lorsque la densité électronique augmente et à haute intensité, le comportement s'inverse. Sur la figure 3.34b, le comportement de  $T_{R+T}$  en fonction de l'intensité reproduit celui de  $T_T$ . On note cependant que dans le plasma de  $0,8n_c$ , l'écart entre la valeur à haute intensité et celle à basse intensité est de 60%. Dans ce cas, la différence est majoritairement due à la forte augmentation du taux de rétrodiffusion Brillouin qui passe de 16 à 60%. Les calculs d'absorption par Bremsstrahlung inverse sont en accord avec les taux de transmission pour le plasma de  $0,24n_c$  alors qu'ils sont très différents des mesures expérimentales pour  $0,80n_c$ . Pour la plus forte densité, où l'on s'attend à ce que toute l'énergie laser soit absorbée dans le plasma, on a un désaccord d'un facteur dix à faible intensité et d'un facteur mille à haute intensité.



**Figure 3.34.** Taux de transmission et comparaison entre taux de transmission théorique et énergie non absorbée pour les deux intensités.

Contrairement au cas des plasmas de plus faible densité, le taux de transmission augmente avec l'intensité du faisceau d'interaction. On attribue cette hausse de transmission à l'effet de l'autofocalisation. En effet, à basse intensité nous avons vu que seul le plasma de  $0,80n_c$  avait un  $P/P_c > 1$ . Il y a donc un nombre de points chauds capables de s'autofocaliser et de se propager plus loin dans le plasma qui est significatif. L'étude de la distribution d'intensité a montré un lissage de la tache focale seulement à  $0,80n_c$ . La densité étant importante, le fait de creuser le profil de densité modifie de façon significative la transmission par rapport à un plasma de faible densité. A haute intensité l'autofocalisation conduit également à une transmission plus importante. En effet, la perte d'énergie est principalement due à la forte augmentation de la réflectivité.

A forte densité, l'efficacité absorption est diminuée par les effets de l'autofocalisation. A basse et haute intensité, l'instabilité Brillouin est prépondérante et engendre une perte d'énergie pouvant atteindre 60% de l'énergie rétrodiffusée. La réflectivité Raman reste faible.

### 3.5.3 Résumé de l'étude de l'interaction d'un faisceau intense d'une durée d'impulsion 5 ps

Nous avons mené une étude de l'interaction dans des plasmas de différentes densités, allant de  $0,05n_c$  à  $0,8n_c$  pour deux intensités différentes de  $2.10^{15} \text{ W/cm}^2$  et  $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Il en ressort que dans la zone très sous dense ( $\leq 0,1n_c$ ), la réflectivité est dominée par l'instabilité de diffusion Raman qui conduit à une réflectivité contrôlée ( $<10\%$ ). Toujours dans

la zone très sous dense, nous avons observé que le bilan énergétique était incomplet et nous avons attribué cette énergie manquante à l'instabilité de diffusion Raman vers l'avant. Si l'on augmente la densité électronique du profil, ces effets disparaissent au profit de l'autofocalisation, de la filamentation et de l'instabilité de diffusion Brillouin qui induit jusqu'à 60% d'énergie réfléchie. Les résultats obtenus en plasmas inhomogènes à haute intensité montrent une réflectivité Brillouin similaire à celle observée dans les plasmas quasi-homogènes de forte densité. Cela signifie que l'inhomogénéité du profil de densité plasma et/ou la présence de la diffusion Brillouin stimulée limite fortement la diffusion Raman vers l'avant.

### 3.5.4 Discussion des résultats obtenus en 5 ps dans le cadre de l'allumage par choc.

Ces résultats apportent une première réponse quant au début du couplage de l'impulsion de choc avec le plasma de couronne. Pour une intensité d'interaction de  $2.10^{15} \text{ W/cm}^2$ , le couplage du pic semble assez efficace avec des réflectivités dans le cône de focalisation de l'ordre de 10% de l'intensité incidente et une absorption proche de celle attendue par Bremsstrahlung inverse. Ces mesures sont en accord avec des expériences réalisées pour des durées d'impulsion nanosecondes et des intensités similaires [115, 116] où le Brillouin est l'instabilité dominante pour un faisceau d'interaction lissé spatialement avec une lame de phase aléatoire.

Si l'on augmente l'intensité à  $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$ , le couplage est très fortement non linéaire. Si nous n'avons pas observé de forte réflectivité liée à la croissance de l'instabilité Raman en régime fortement cinétique, la diffusion Raman vers l'avant dans les plus faibles densités peut modifier les conditions d'interaction dès le début du profil. Dès que l'intensité atteint des zones de forte densité, l'instabilité Brillouin qui se développe en régime de couplage fort domine l'interaction et conduit à des réflectivités très importantes. Les mesures effectuées en plasmas inhomogènes montrent que l'instabilité Brillouin domine. Il semble que la diffusion Raman vers l'avant ne soit pas présente lorsque l'on utilise des profils quasi-homogènes de faible densité. Enfin, dans les plus fortes densités on observe du lissage et de l'autofocalisation qui sont des mécanismes de saturation de l'instabilité Brillouin. Cependant ils ne réduisent pas la réflectivité pour une durée d'impulsion aussi courte. Ces deux effets induisent un éclatement de la distribution spatiale d'intensité transmise mais la quantité d'énergie contenue en dehors de l'ouverture initiale du faisceau est au maximum de 20%.

Les résultats que nous venons de présenter démontrent que l'instabilité de diffusion Brillouin réduit considérablement l'absorption d'un faisceau d'intensité comparable à celle attendue pour le pic d'intensité de l'allumage par choc sur une durée d'impulsion de 5 ps. Les autres instabilités influencent le couplage avec notamment un lissage et un éclatement de la distribution spatiale de l'intensité à cause de l'autofocalisation. Cependant les conséquences liées à leur développement sont moins critiques quant à l'efficacité du couplage de l'impulsion intense dans un plasma long et chaud. Il faut maintenant extrapoler ces résultats à une durée d'impulsion comprise entre 100 et 600 ps dans un plasma dont la température

### 3. ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTERACTION D'UN FAISCEAU COURT DANS UN PLASMA LONG ET CHAUD

---

électronique est comprise entre 2 et 4 keV.

Pour cela on va s'appuyer sur des tirs réalisés avec des durées d'impulsion de 1, 5 et 12 ps ainsi que sur ceux réalisés en régime nanoseconde.

# Chapitre 4

## Effet de la température électronique du plasma et de la durée d'impulsion sur l'interaction d'un faisceau intense

### Sommaire

---

4.1	Evolution des spectres rétrodiffusés en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction pour une durée d'impulsion de 12 ps . . . . .	<b>114</b>
4.1.1	Résultats expérimentaux dans un plasma de densité électronique de $0,11n_c$ . . . . .	115
4.1.2	Evolution des instabilités en régimes de couplage fort et cinétique en fonction de l'intensité . . . . .	117
4.1.3	Effet de la température du plasma sur la croissance des instabilités	123
4.2	Evolution temporelle des instabilités de diffusion en régime d'impulsion courte . . . . .	<b>125</b>
4.2.1	Mesure expérimentale du temps de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin en régime de couplage fort . . . . .	125
4.2.2	Comportement de la diffusion Raman en régime cinétique . . . . .	128
4.3	Evolution des instabilités de diffusion en régime nanoseconde . . . . .	<b>132</b>
4.3.1	Description de l'expérience nano/nano en salle 2 . . . . .	132
4.3.2	Réflectivité Brillouin instantanée en régime d'interaction nanoseconde . . . . .	135
4.4	Conclusion . . . . .	<b>140</b>

---

Dans cette partie nous allons présenter des résultats obtenus pour des durées d'impulsion picosecondes et nanosecondes. On montrera l'évolution temporelle des instabilités de diffusion Raman et Brillouin et des mécanismes de saturation. Nous extrapolerons ces résultats quant à l'interaction du pic d'intensité de l'allumage par choc de durée comprise entre 100 et 600 ps, dans un plasma plus chaud où  $T_e$  est comprise entre 2 à 4 keV.

Nous commencerons par étudier le comportement de la diffusion Raman vers l'arrière dans et en-dehors du cône de focalisation en même temps que celui de la rétrodiffusion Brillouin en fonction de l'intensité d'interaction. On effectuera cette étude avec une durée d'impulsion de 12 ps dans un plasma de  $0,11n_c$ . On établira les raisons de la transition observée dans le spectre rétrodiffusé Brillouin en fonction de l'intensité du faisceau. Nous mesurerons également la réflectivité Raman qui sera plus importante en dehors du cône de focalisation. En partant de ce constat, on discutera de l'effet de la température du plasma de couronne quant à la croissance des instabilités et au couplage du laser.

Ensuite nous comparerons les mesures de réflectivités Raman et Brillouin pour des durées d'impulsions de 1, 5 et 12 ps. Nous démontrerons que les premières dizaines de picosecondes de l'impulsion sont dominées par la diffusion Brillouin stimulée.

Enfin, nous présenterons l'évolution temporelle mesurée lors d'une expérience réalisée avec une durée d'impulsion nanoseconde et une intensité de  $5 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. Nous observerons le développement des instabilités de diffusion Brillouin puis Raman au cours de l'impulsion. Nous mesurerons les réflectivités instantanées pour calculer la réflectivité associée à un faisceau de 300 ps.

## 4.1 Evolution des spectres rétrodiffusés en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction pour une durée d'impulsion de 12 ps

L'étude des rétrodiffusions pour une durée d'impulsion de 5 ps a permis de mettre en évidence :

- un élargissement significatif du spectre rétrodiffusé Brillouin au-delà d'une certaine densité électronique accompagné d'une croissance de la réflectivité ;
- une activité Raman significative à basse densité et un élargissement du spectre entre faible et forte intensité.

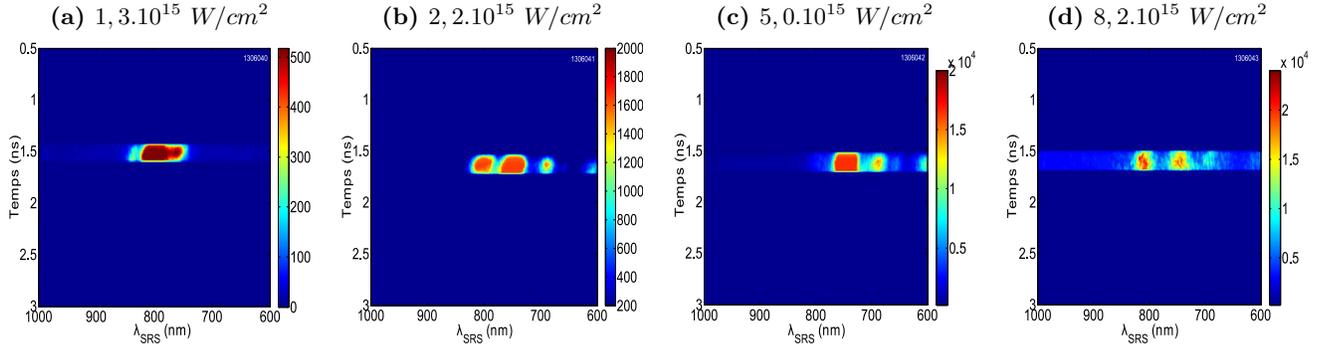
Cependant, il n'a pas été possible de définir précisément les raisons de l'élargissement du spectre rétrodiffusé Brillouin en fonction de la densité. C'est pourquoi, on choisit d'effectuer une nouvelle série de tirs dans un plasma de faible densité où l'on sait que l'élargissement se produit dans la gamme d'intensité que nous utilisons. Cela nous permet également de caractériser le comportement de l'instabilité de diffusion Raman dans un plasma où les conditions sont les plus favorables à son développement. Nous avons effectué une série de quatre tirs à intensité croissante dans un plasma de  $0,11n_c$ .

Nous présentons d'abord les résultats expérimentaux puis nous expliquons les raisons de l'élargissement du spectre rétrodiffusé Brillouin. On étudie ensuite les réflectivités des instabilités en fonction de l'intensité. On conclut en discutant de l'effet de la température du plasma sur ce comportement.

### 4.1.1 Résultats expérimentaux dans un plasma de densité électronique de $0,11n_c$

#### 4.1.1.1 Diagnostic de diffusion Raman

On effectue quatre tirs avec une intensité de  $1,3$ ;  $2,2$ ;  $5,0$  et  $8,2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> dans un plasma de feuille mince explosée de densité électronique  $0,11n_c$ . Les spectres rétrodiffusés Raman obtenus sont présentés sur la figure 4.1. La largeur spectrale augmente vers les plus courtes longueurs d'onde entre les intensités de  $1,3$  et  $2,2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Puis elle n'évolue plus à plus forte intensité. Le taux de rétrodiffusion Raman augmente avec l'intensité mais il reste faible. Il est de  $0,02 \pm 0,01\%$  pour la plus faible intensité, puis de  $0,37 \pm 0,15\%$  à  $2,2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et de  $1,35 \pm 0,6\%$  à  $5,0 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Pour la plus forte intensité, il est comparable à celui obtenu à  $5,0 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, soit  $1,4 \pm 1\%$ .

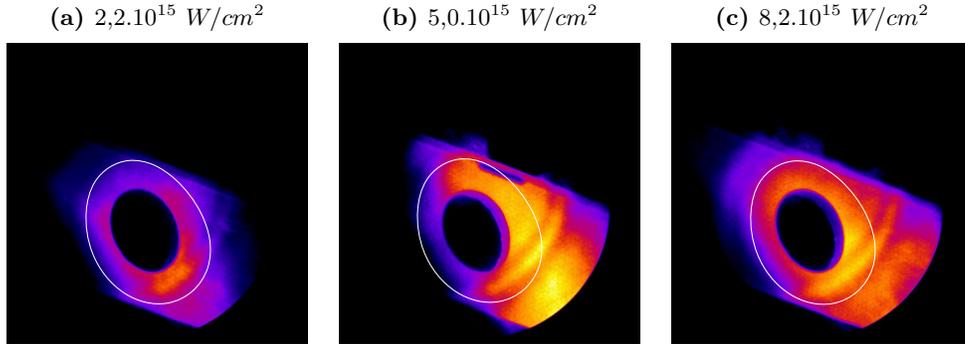


**Figure 4.1.** Evolution du spectre Raman rétrodiffusé pour une intensité du faisceau d'interaction croissante dans un plasma de densité électronique maximale de  $0,11n_c$ .

En plus de la lumière rétrodiffusée, on mesure l'évolution de la diffusion Raman vers l'arrière en dehors du cône de focalisation. Les images du diffuseur, pour les trois plus fortes intensités, sont présentées sur la figure 4.2. A  $2,2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, on observe un signal assez faible. La lumière observée en bas à droite du diffuseur correspond à de la lumière parasite qui est parvenue à s'infiltrer par la jonction entre le pavé de fibres de la GOI et la CCD. Pour cette raison, on limite la mesure à un angle de diffusion vers l'arrière de  $24^\circ$ , indiqué par l'ellipse blanche dessinée sur les images.

Lorsque l'intensité augmente de  $2,2 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> à  $5,0 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, on mesure une augmentation de la diffusion Raman vers l'arrière de  $3,2 \pm 1,2\%$  à  $5,0 \pm 1,8\%$  dans le cône de

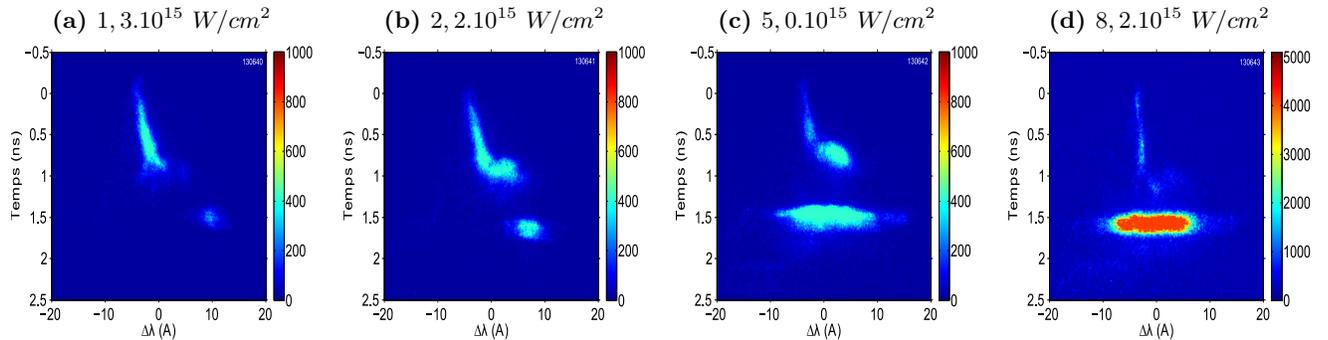
24°. A plus forte intensité, on mesure un taux de rétrodiffusion à angle de  $5,2 \pm 1,9\%$  dans le cône de 24°. Ces trois valeurs correspondent à de la diffusion Raman en dehors du cône de focalisation laser uniquement.



**Figure 4.2.** Evolution du hors cône Raman du faisceau d'interaction pour une intensité croissante dans un plasma de feuille mince explosée de densité électronique maximale de  $0,11n_c$ . L'ellipse blanche représente un cône de 24° par rapport à l'ouverture collectée dans la parabole qui est de 13°. Les échelles de couleur sont les mêmes, les images sont donc directement comparables.

#### 4.1.1.2 Diagnostic de rétrodiffusion Brillouin

Les spectres Brillouin mesurés sur les mêmes tirs sont représentés sur la figure 4.3. On observe un élargissement du spectre vers le bleu. A faible intensité, figure 4.3a, le spectre possède une largeur à mi-hauteur de 2 Å, alors qu'il atteint une largeur de 15 Å pour la plus forte intensité, figure 4.3d. Cet élargissement vers le bleu a pour effet de centrer le spectre



**Figure 4.3.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé pour une intensité du faisceau d'interaction croissante dans un plasma de densité électronique maximale de  $0,11n_c$ .

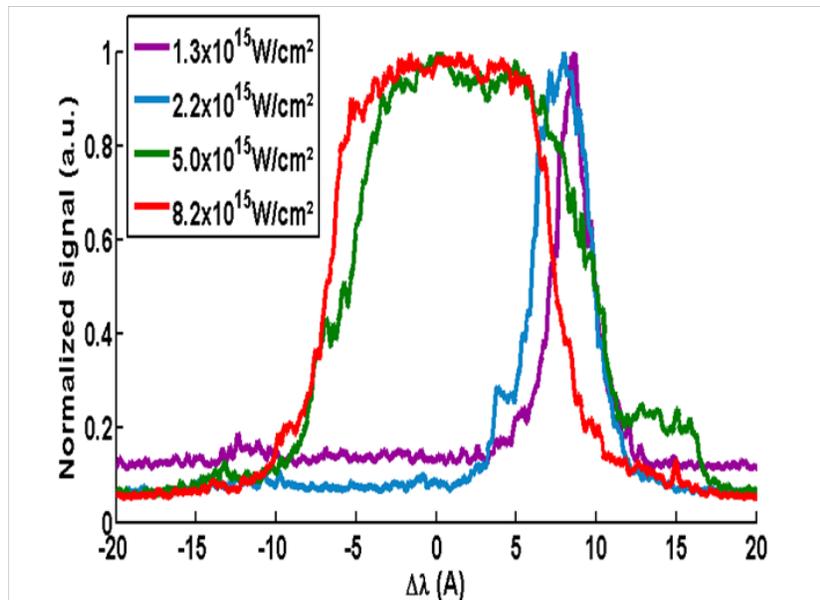
sur la longueur d'onde laser. Lors de cette série, le taux de rétrodiffusion Brillouin augmente avec l'intensité du faisceau d'interaction, il est de  $0,25 \pm 0,07\%$  (4.3a) puis de  $0,47 \pm 0,11\%$  (4.3b) et  $0,88 \pm 0,22\%$  (4.3c). Pour la plus haute intensité, la réflectivité Brillouin atteint  $4,80 \pm 1,20\%$  (4.3d).

## 4.1.2 Evolution des instabilités en régimes de couplage fort et cinétique en fonction de l'intensité

On débute cette partie par l'analyse de l'évolution du spectre rétrodiffusé Brillouin à densité fixée en fonction de l'intensité du faisceau. Ensuite, on compare l'évolution des réflectivités de toutes les instabilités en fonction de l'intensité.

### 4.1.2.1 Elargissement du spectre rétrodiffusé Brillouin en fonction l'intensité à densité fixée

Au-delà d'une certaine densité, nous avons observé, dans la partie 3.4.2.1, un élargissement et un décalage vers le bleu du spectre rétrodiffusé Brillouin. Nous mesurons à nouveau cet élargissement mais cette fois en fonction de l'intensité du faisceau à densité fixée. Ainsi, les conditions hydrodynamiques du plasma, plus particulièrement le profil de vitesse, rencontrées par le faisceau d'interaction sont les mêmes sur les quatre tirs. Les spectres Brillouin rétrodiffusés mesurés sont regroupés sur la figure 4.4.



**Figure 4.4.** Evolution du spectre Brillouin rétrodiffusé en fonction de l'intensité dans un plasma de  $0,11n_c$  pour un faisceau d'interaction d'intensité croissante de 12 ps.

L'augmentation de l'intensité conduit à un brusque élargissement du spectre vers le bleu entre les intensités de  $2,2$  et  $5,0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . On note également que le décalage maximal vers le rouge, contenu dans le spectre, diminue avec l'augmentation de l'intensité.

On rappelle que les deux sources d'élargissement du spectre, identifiées dans la partie 3.4.2.1 pour nos conditions expérimentales, sont :

- le mouvement des points chauds vers l'avant du plasma où la vitesse d'expansion dirigée en sens inverse du laser induit un décalage vers le bleu ;

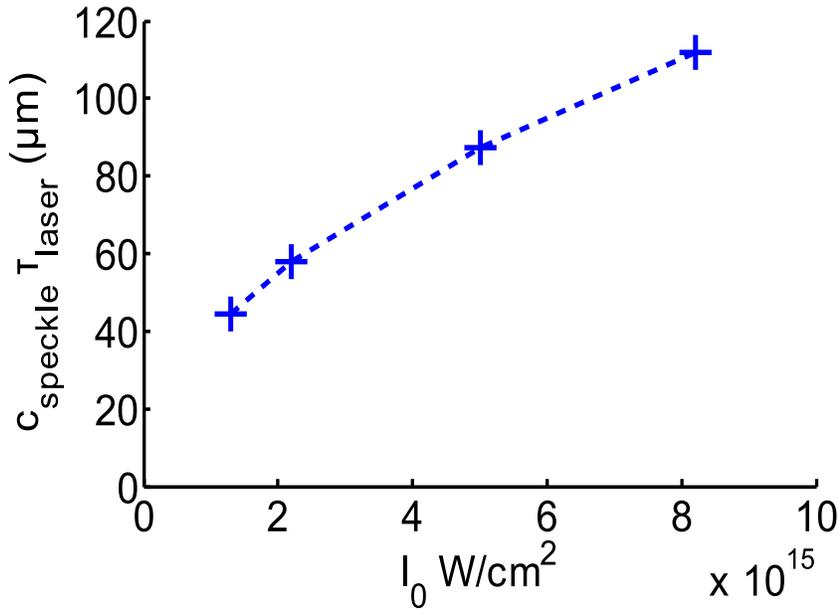
– le régime de couplage fort.

On va maintenant considérer séparément les deux possibilités et déterminer est la plus satisfaisante pour expliquer les variations du spectre Brillouin rétrodiffusé en fonction de l'intensité.

Les figures 3.19 et 3.18 montrent que la durée d'impulsion et au moins une partie de la distribution des points chauds satisfont les conditions de développement de l'autofocalisation non linéaire dans le plasma de  $0,11n_c$ . La vitesse de mouvement des points chauds est alors déterminée par l'équation [54] :

$$c_{speckle} = \frac{\omega_0}{c} \rho_{speckle} \left( \frac{P_0}{P_c} \right)^{\frac{1}{2}} c_s. \quad (4.1)$$

A partir de cette relation, on calcule le déplacement des points chauds en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction. Cette distance est représentée sur la figure 4.5 en fonction de l'intensité. Sa valeur augmente avec l'intensité d'interaction de 45 et 110  $\mu\text{m}$ .



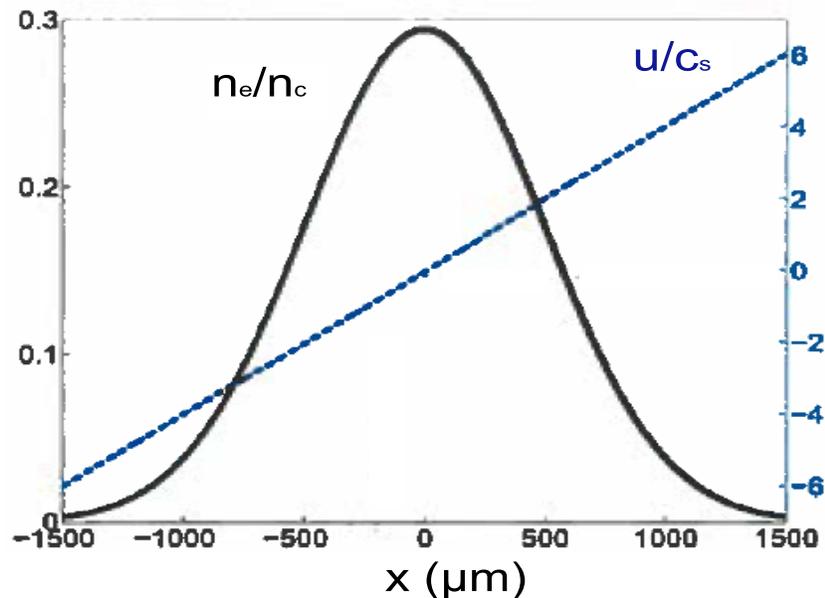
**Figure 4.5.** Déplacement des points chauds en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction.

Pour pouvoir discuter de l'effet du déplacement, il faut considérer un profil de vitesse selon l'axe de propagation du faisceau d'interaction. Dans un plasma de feuille mince explosée, la vitesse d'expansion augmente linéairement avec la position dans le profil de densité et elle est nulle au sommet du profil. Son allure en fonction de la position par rapport au sommet du profil de densité est présentée sur la figure 4.6. Selon l'axe du faisceau d'interaction, on suppose que ce profil est similaire avec un profil de vitesse qui croît linéairement mais dont la pente est plus douce. Etant donné la géométrie d'irradiation il ne nous est pas possible de caractériser plus précisément le profil. Cependant, cette hypothèse nous permet de tirer les conclusions suivantes.

La contribution dans la partie rouge du spectre peut s'expliquer par l'endroit où se développe l'instabilité de diffusion Brillouin. Avec l'augmentation de l'intensité, le gain Brillouin augmente également et l'instabilité rencontre les conditions suffisantes à son développement plus en avant du profil *i.e.* en amont du laser. A cet endroit, la vitesse d'expansion est plus grande et cela induit que le décalage vers le rouge maximal observé dans les spectres rétrodiffusés diminue. Le décalage vers le bleu devrait augmenter progressivement avec la distance de propagation des points chauds donc avec l'intensité. Or, nous observons une nette transition dans la largeur du spectre entre  $2,2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et  $5,0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  où le déplacement des points chauds n'est plus important que de  $30 \mu\text{m}$ .

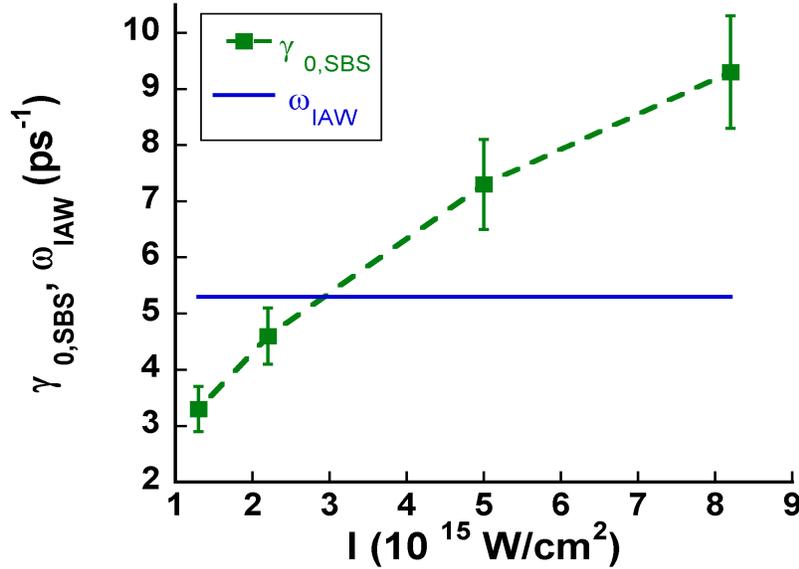
Pour expliquer l'élargissement si important entre ces deux intensités, il faudrait une forte discontinuité dans le profil de vitesse qui serait telle que l'on passe d'une vitesse d'expansion quasi-nulle à une vitesse d'expansion de  $2c_s$  sur une distance de  $30 \mu\text{m}$ . S'il est possible de trouver une forme de profil de vitesse qui satisfait ces conditions, il semble peu probable que ce profil soit conservé, quelle que soit la densité de la cible. Cela est pourtant nécessaire pour expliquer la figure 3.24 où l'on a observé que le spectre Brillouin rétrodiffusé était le même dans un plasma de mousse de  $0,8n_c$  et dans un plasma de feuille mince exposée de  $0,21n_c$ . C'est pourquoi l'autofocalisation non linéaire ne permet pas d'expliquer l'élargissement vers le bleu.

D'après la partie 1.2.6.4, on sait que le régime de couplage fort induit un élargissement du spectre rétrodiffusé. Ce régime est atteint lorsque la constante de couplage est de l'ordre de la pulsation des ondes acoustiques ioniques. L'augmentation de l'intensité du faisceau



**Figure 4.6.** Profil de vitesse selon la perpendiculaire à l'axe de propagation en fonction de la position dans le plasma tiré de [117]

d'interaction implique que la valeur de la constante de couplage de l'instabilité de diffusion Brillouin  $\gamma_{0,SBS}$  augmente. La figure 4.7 présente l'évolution de la constante de couplage par rapport à la pulsation des ondes acoustiques ioniques qui satisfont les conditions de résonance de l'instabilité de diffusion Brillouin. On remarque que  $\gamma_{0,SBS}$  devient supérieure à  $\omega_{IAW}$  au moment où l'élargissement du spectre s'élargit. On en déduit que l'élargissement du spectre est dû au franchissement du seuil de couplage fort.



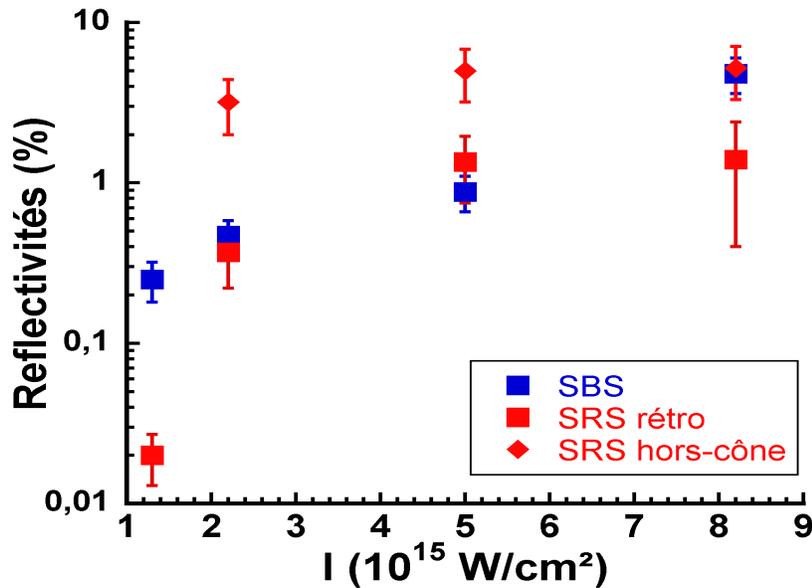
**Figure 4.7.** Evolution de la constante de couplage de l'instabilité Brillouin en fonction de l'intensité par rapport à la pulsation des ondes acoustiques ioniques. La température du plasma est de 0,9 keV et la densité est de  $0,11n_c$ .

Néanmoins, la transition en régime de couplage fort se traduit également par un décalage du spectre vers le rouge qui n'est pas présent dans notre cas. Ce décalage vers le rouge a été observé expérimentalement par Young *et al.* [118], pour une impulsion d'interaction de durée nanoseconde en plasma non préformé. Alors l'élargissement spectral mesuré était quatre fois plus important que le décalage spectral. Ce dernier était en partie compensé par le décalage vers le bleu dû à la vitesse d'expansion du plasma. Dans nos conditions, l'élargissement que l'on mesure est plus petit, 10 Å par rapport à 40 Å. Il est donc possible que le décalage vers le rouge soit compensé et/ou trop faible pour être observable sur nos diagnostics, d'où son absence. Pour quantifier précisément le décalage attendu il est nécessaire de conduire des simulations prenant en compte le développement du Brillouin en couplage fort dans des profils hydrodynamiques obtenus expérimentalement qui vont au-delà de ce travail de thèse. La modélisation du couplage fort dans les codes n'étant pas encore validé par une confrontation avec les expériences.

Finalement, on attribue l'élargissement du spectre Brillouin rétrodiffusé à une croissance de l'instabilité en régime de couplage fort. L'autofocalisation non linéaire déplace les points

chauds vers l'avant du profil mais la brutalité du changement sur la forme du spectre est le signe du couplage fort. Dans ce régime, le taux de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin devient indépendant de la température du plasma [73].

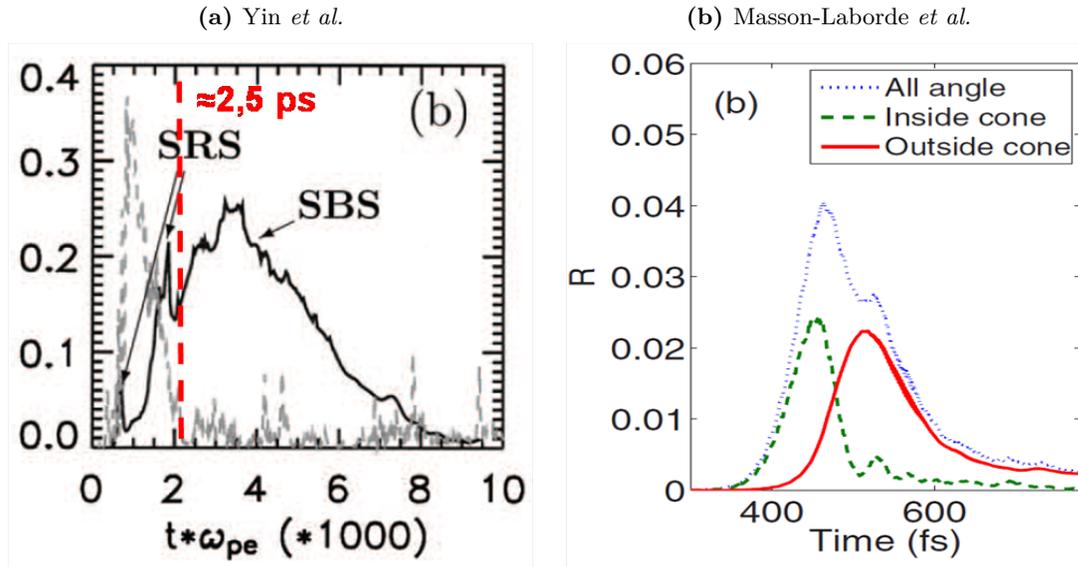
#### 4.1.2.2 Evolution des réflectivités Brillouin et Raman en fonction de l'intensité à densité fixée



**Figure 4.8.** Evolution des réflectivités Brillouin, Raman et de la diffusion Raman vers l'arrière en fonction de l'intensité. La densité du plasma est de  $0,11n_c$  pour un faisceau d'interaction de 12 ps avec un décalage temporel  $\Delta t = 1,5$  ns.

L'évolution des réflectivités Brillouin et Raman dans et en dehors du cône de focalisation est présentée sur la figure 4.8. Dans le cône de focalisation, on constate qu'avec l'augmentation de l'intensité la réflectivité Brillouin devient supérieure à la réflectivité Raman. Cette évolution est liée au temps de croissance de chaque instabilité. Il est proportionnel aux inverses des constantes de couplage  $\gamma_{0,SBS}$  et  $\gamma_{0,SRS}$ . Pour une intensité de  $1,3 \cdot 10^{15}$  W/cm $^2$ , on déduit que  $\gamma_{0,SBS}^{-1} \approx 0,3$  ps,  $\gamma_{0,SRS}^{-1} \approx 0,06$  ps et ces temps diminuent avec l'augmentation de l'intensité. Pour cette raison, l'instabilité Raman se développe en premier au début de l'impulsion puis elle atteint un régime de saturation et l'instabilité de diffusion Brillouin se développe à son tour. Si l'on augmente l'intensité, l'instabilité Raman se développe plus vite et sa réflectivité augmente mais elle atteindra quand même la saturation. Cela est en accord avec le fait que la réflectivité n'augmente presque plus entre les deux plus fortes intensités. En ce qui concerne l'instabilité de diffusion Brillouin, son temps de croissance diminue aussi ce qui a pour effet d'augmenter la réflectivité. Cependant elle n'atteint pas son régime de saturation sur un temps aussi court et la réflectivité croît avec l'intensité.

Nous allons maintenant détailler le comportement du Raman dans la première picoseconde de l'impulsion pour expliquer l'évolution de la rétrodiffusion dans et en dehors du cône ainsi que l'atteinte de la saturation. Pour cela, on s'appuie sur les simulations PIC réalisées dans des conditions très similaires par Yin *et al.* et Masson-Laborde *et al.* [119, 112]. Dans ces simulations, il a été observé qu'en régime cinétique dans un point chaud, l'instabilité de diffusion Raman montre l'évolution temporelle suivante : d'abord un pic de réflectivité en rétrodiffusion puis un pic de diffusion vers l'arrière en dehors du cône et enfin une saturation. La figure 4.9 représente d'une part, l'évolution temporelle de la réflectivité globale, Brillouin et Raman et d'autre part, l'évolution temporelle de la diffusion Raman dans et en dehors du cône de focalisation laser. On résume ici les justifications de ce comportement



**Figure 4.9.** Evolution temporelle (a) de la réflectivité [119] et (b) de la diffusion Raman vers l'arrière dans et en dehors du cône [112] prédite par des simulations PIC. Dans les deux cas la densité du plasma est de  $0,05n_c$ ,  $T_e = 1$  keV,  $I_{\text{laser}} = 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et  $k\lambda_{De} \approx 0,35$ .

pour l'instabilité Raman. L'instabilité de rétrodiffusion croît en premier du fait de son gain le plus important. En régime cinétique, cela conduit à l'apparition d'un décalage non linéaire de la fréquence de l'onde plasma électronique résonante [120]. Le laser se couple alors avec des ondes plasmas électroniques qui possèdent un vecteur d'onde perpendiculaire à l'axe de propagation  $k_{epw,perp}$  de plus en plus grand. Cela entraîne l'augmentation de la diffusion en dehors du cône au détriment de la rétrodiffusion. Lorsque  $k_{epw,perp}$  est suffisamment grand, l'amortissement Landau transverse devient trop important pour que l'instabilité puisse croître et on observe une saturation. Dans ces conditions, la réflectivité Raman globale dans et en dehors du cône prédite par ces simulations n'est pas significative, elle est de l'ordre du pour-cent.

Nos observations sont en assez bon accord avec le scénario décrit précédemment. Cependant, il existe deux différences principales entre nos conditions expérimentales et celles des

simulations PIC :

- Dans nos conditions,  $k_{epw}\lambda_{De} = 0,24 \pm 0,04$ . Nous sommes donc marginalement en régime cinétique, la condition de  $k_{epw}\lambda_{De} \geq 0,3$  n'étant pas une condition stricte. Il est également possible que la température soit localement plus élevée dans le plasma à cause de l'autofocalisation du faisceau d'interaction donc que  $k_{epw}\lambda_{De}$  soit plus grand que 0,3.
- Il faut aussi garder à l'esprit que ces résultats concernent un point chaud isolé, or nous utilisons une lame de phase aléatoire et une intensité suffisante pour qu'il ne soit pas possible de les considérer comme indépendants [101]. Ainsi il est possible que l'onde plasma électronique avec  $k_{epw,perp} > 0$  serve de germe au développement de la diffusion Raman hors cône. Cela expliquerait que l'on observe des réflectivités plus importantes qu'en rétrodiffusion. En ce qui concerne la saturation de l'instabilité, on observe bien expérimentalement que dans et en-dehors du cône, la réflectivité semble atteindre une saturation.

En conclusion, nous avons étudié le comportement des instabilités de diffusion Raman et Brillouin en régime cinétique et au régime de couplage fort, pour une densité électronique et une durée d'impulsion fixées de  $0,11n_c$  et 12 ps. L'instabilité de diffusion Raman atteint un régime de saturation très rapidement,  $\approx 2-3$  ps et elle engendre des pertes dans et en dehors du cône de focalisation laser de l'ordre du pour-cent. Ensuite l'instabilité Brillouin domine le couplage et la réflectivité croît de façon exponentielle avec l'intensité du faisceau sans atteindre de saturation. Nous allons poursuivre l'étude de l'évolution temporelle des instabilités en comparant les réflectivités en fonction de la durée d'impulsion du faisceau d'interaction. Nous déterminerons expérimentalement un temps de croissance pour l'instabilité Brillouin et nous observerons si le comportement en fonction de la densité électronique du plasma quasi-homogène est similaire en 1, 5 et 12 ps. Nous comparerons nos résultats à des simulations PIC réalisées pour l'allumage par choc qui décrivent les premières picosecondes de l'interaction du pic d'intensité. Pour pouvoir effectuer cette comparaison, il nous faut établir la pertinence de nos observations pour un plasma de température électronique plus élevée que celle que nous atteignons expérimentalement.

### 4.1.3 Effet de la température du plasma sur la croissance des instabilités

Avant de comparer l'évolution temporelle que l'on a mesurée avec les simulations PIC réalisées dans le cadre de l'allumage par choc, on doit discuter de l'effet de la température électronique du plasma sur les instabilités.

Dans notre expérience, les conditions expérimentales permettent d'étudier le régime de couplage fort pour l'instabilité de diffusion Brillouin et, de façon plus marginale, la croissance de l'instabilité Raman en régime cinétique. Ces régimes sont les régimes de croissance des

instabilités influant sur le couplage du pic d'intensité de l'allumage par choc [68]. D'après la théorie linéaire pour un plasma de température plus élevée, les gains des instabilités sont plus faibles et on attend un développement des instabilités moins important. Il faut cependant prendre en compte l'influence de ces régimes spécifiques sur le couplage.

Le taux de croissance de l'instabilité Brillouin en régime de couplage fort ne dépend pas de la température. Ceci implique que la différence de température entre celle du plasma de couronne de l'allumage par choc et celle atteinte dans notre expérience ne modifie pas la croissance du Brillouin dès l'instant où elle se développe en régime de couplage fort. Nous avons vu que ce serait le cas de façon certaine dans la partie haute densité. Nos résultats concernant le couplage fort sont donc représentatifs d'un plasma à plus haute température.

La réflectivité Raman est négligeable par rapport celle associée à l'instabilité de diffusion Brillouin, pour nos conditions expérimentales où  $k_{epw}\lambda_{De}$  est presque toujours inférieur à 0,3. Une augmentation de la température entraîne une augmentation de  $k_{epw}\lambda_{De}$  donc de l'amortissement Landau des ondes plasmas électroniques. Ainsi, la croissance de l'instabilité de diffusion Raman sera atténuée [33]. On en déduit qu'elle devrait rester négligeable par rapport à l'instabilité de diffusion Brillouin dans des plasmas plus chauds.

Finalement, on extrapole nos résultats concernant le couplage lors des premières picosecondes de l'impulsion d'interaction pour une température de plasma plus élevée de la façon suivante :

- L'absorption collisionnelle sera plus faible que dans les plasmas inhomogènes que nous avons utilisé. Cela va permettre à l'intensité d'atteindre des densités plus élevées, ce qui est favorable au développement de l'instabilité Brillouin.
- La croissance de l'instabilité Brillouin sera très importante si la condition de couplage fort est satisfaite. La réflectivité Brillouin sera importante dans la partie la plus dense.
- L'autofocalisation et la filamentation seront toujours présentes. L'augmentation de la température aura pour effet d'augmenter la puissance critique nécessaire pour être instable. On s'attend à ce que leur rôle soit réduit dans un plasma plus chaud.
- Les effets d'absorption anormale, tels que la cavitation, qui pourraient augmenter l'absorption de la lumière et limiter la croissance du Brillouin [33] n'ont pas été mis en évidence. Ces phénomènes ayant une durée de vie très courte, il est difficile de conclure quant à leur développement.
- De même, il est difficile de conclure pour les instabilités de diffusion Raman absolu et de décomposition à deux plasmons car elles n'ont pas été observées lors de nos expériences. Leur durée de vie est également très courte [33], ce qui peut expliquer qu'on ne les détecte pas.

La plus forte température du plasma de couronne par rapport à ceux que nous avons utilisé ne modifie pas de façon significative nos conclusions quant à l'importance de l'instabilité de diffusion Brillouin. Ces conclusions sont tirées de l'observation d'un faisceau d'interaction de quelques picosecondes, on peut maintenant considérer l'évolution temporelle des instabilités et leurs mécanismes de saturation et comparer avec les simulations PIC réalisées dans le

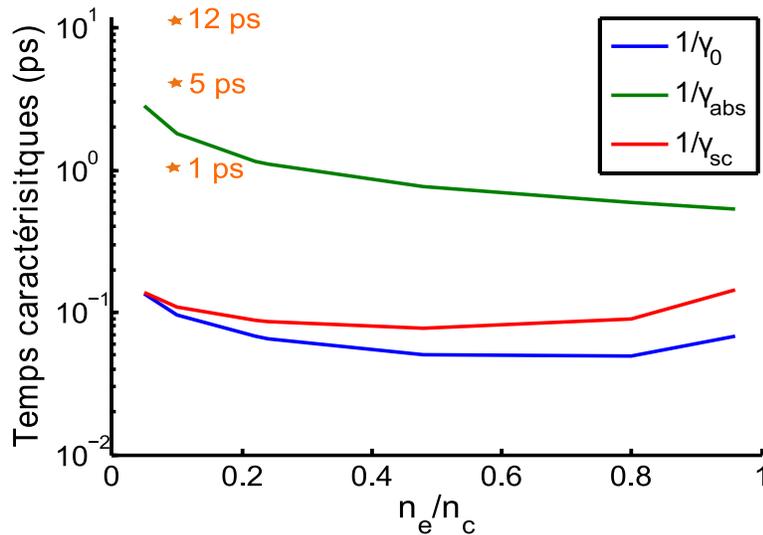
cadre de l'allumage par choc.

## 4.2 Evolution temporelle des instabilités de diffusion en régime d'impulsion courte

Supposant l'influence de la température sur les instabilités de diffusion Raman et Brillouin, on poursuit l'analyse en changeant la durée d'impulsion du faisceau d'interaction et la densité électronique du plasma quasi-homogène. On comparera nos mesures avec l'évolution prédites par des simulations numériques. Dans la première partie, on mesure expérimentalement le temps de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin et les réflectivités Brillouin pour des durées d'impulsion de 5 et 12 ps. Dans la seconde partie, on étudie le comportement de l'instabilité Raman en fonction de la durée d'impulsion.

### 4.2.1 Mesure expérimentale du temps de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin en régime de couplage fort

L'utilisation d'un faisceau d'interaction picoseconde permet de mesurer expérimentalement le temps caractéristique de croissance de l'instabilité Brillouin. Précédemment, nous avons montré que ce temps était proportionnel à l'inverse de la constante de couplage. En faisant varier la durée d'impulsion, nous sommes capables d'établir de façon précise le moment à partir duquel l'instabilité s'est suffisamment développée pour être détectable. Le temps

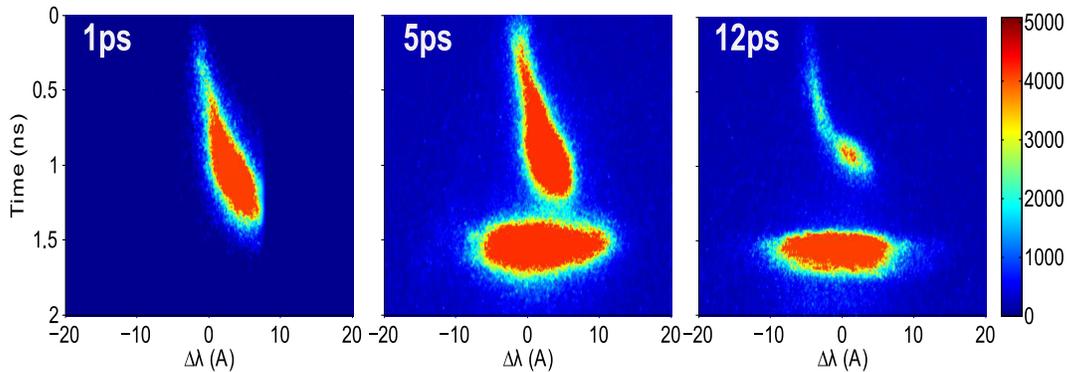


**Figure 4.10.** Evolution des temps caractéristiques de l'instabilité Brillouin en fonction de la densité électronique du plasma. L'intensité du faisceau d'interaction est de  $10^{16}W/cm^2$  pour une température de 0,9 keV. Les étoiles représentent les durées d'impulsion que nous avons utilisées expérimentalement.

donné par l'inverse de la constante de couplage  $\gamma_0^{-1}$  défini le temps le plus court en dessous duquel l'instabilité de diffusion Brillouin ne se développe pas. Pour un temps supérieur à  $\gamma_0^{-1}$  elle commence à croître mais ce temps n'est pas forcément suffisant pour induire une réflectivité significative. Trois temps caractéristiques de l'instabilité sont tracés en fonction de la densité du plasma sur la figure 4.10. Ils correspondent respectivement à l'inverse de la constante de couplage  $\gamma_0^{-1}$ , l'inverse du taux de croissance fortement couplé  $\gamma_{sc}^{-1}$  et l'inverse du taux de croissance absolu  $\gamma_{abs}^{-1}$ . On remarque que  $\gamma_{abs}^{-1}$  est compris entre 1 et 3 ps, ce qui est supérieur d'un ordre de grandeur à  $\gamma_{sc}^{-1}$  et  $\gamma_0^{-1}$ . Cela implique qu'expérimentalement l'instabilité de diffusion Brillouin a toujours le temps de croître pour les durées d'impulsion que nous avons utilisées. On compare ces estimations avec une série de trois tirs en 1, 5 et 12 ps matérialisée sur la figure 4.10 par des étoiles. Les spectres correspondant réalisés avec une intensité comparable sont présentés sur la figure 4.11.

On observe que pour une durée d'impulsion de 1 ps, malgré la diminution de l'atténuation du signal par un facteur 100, la réflectivité Brillouin est inférieure au seuil minimal de détection de 0,001%.

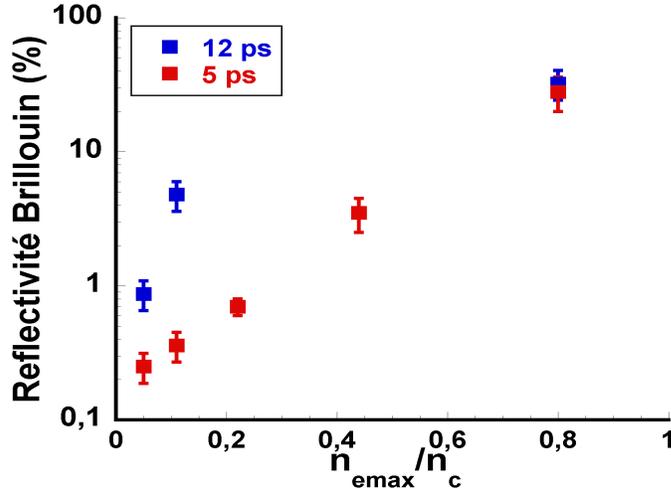
Pour une durée d'impulsion de 5 et 12 ps, on mesure un spectre Brillouin rétrodiffusé. Ainsi, nous avons caractérisé de façon expérimentale le temps de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin dans un plasma de  $0,11n_c$  et de 0,9 keV. D'après la figure 4.10, on conclut que le temps caractéristique de croissance théorique en accord avec nos mesures est donné par l'inverse du taux de croissance absolu  $\gamma_{abs}^{-1}$ .



**Figure 4.11.** Spectre SBS du faisceau d'interaction pour trois durées d'impulsion croissantes de gauche à droite. L'intensité est conservée pour les trois tirs à  $\approx 10^{16} W/cm^2$ . Le spectre de gauche est 100 fois moins atténué que les deux autres.

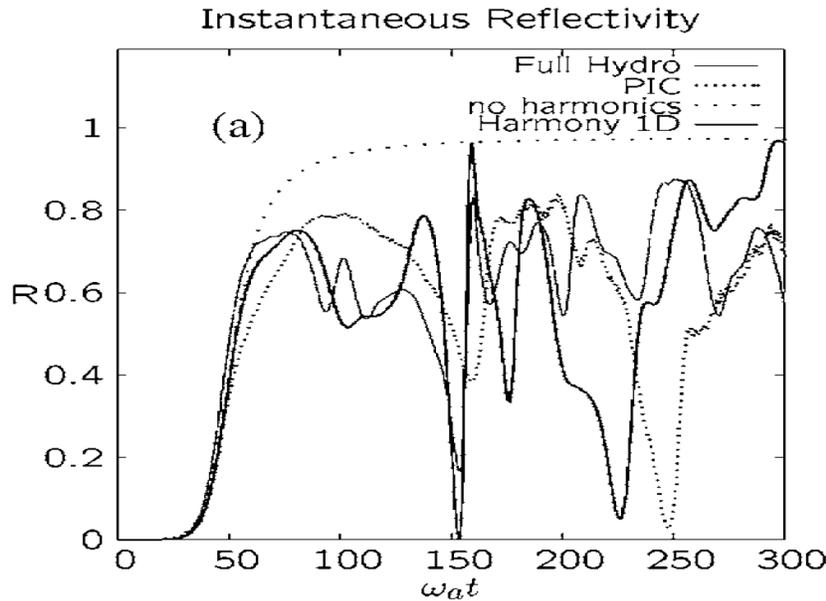
On regarde maintenant l'effet de la durée d'impulsion au temps plus long en comparant les réflectivités entre 5 et 12 ps. On cherche à savoir si la durée d'impulsion la plus longue est suffisante pour que l'instabilité puisse atteindre un régime de saturation. Sur la figure 4.12, on compare l'évolution du pourcentage de rétrodiffusion entre des impulsions de 5 et 12 ps en fonction de la densité électronique du plasma. La durée d'impulsion de 12 ps

permet d'atteindre, de façon reproductible, des intensités de  $8.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. C'est pourquoi on compare désormais des résultats obtenus à cette intensité.



**Figure 4.12.** Réflectivité Brillouin en fonction de la densité électronique du plasma pour  $I = 8.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> en 5 et 12ps.

On constate que pour une impulsion de 5 ps, la réflectivité croît jusqu'à atteindre une valeur de 30%. Dans le cas d'une impulsion de 12 ps, la réflectivité est plus forte d'un facteur 10 pour les faibles densités avant de rejoindre la courbe correspondant à 5 ps pour la plus grande densité. On en déduit que sur 5 ps, les mécanismes permettant de saturer l'instabilité Brillouin n'ont pas le temps de se mettre en place, ce qui conduit à l'augmentation exponentielle de la réflectivité. En revanche, en 12 ps, la courbe de réflectivité semble montrer un début de saturation pour la plus grande densité, la valeur de la réflectivité étant la même que celle obtenue en 5 ps. Il est difficile de conclure car nous ne pouvons pas utiliser de durée d'impulsion supérieure à 12 ps. De plus, les simulations dédiées aux premières picosecondes de l'interaction [49, 33, 121] ont toutes montré que la réflectivité se comporte temporellement de la façon suivante : après un front de montée d'une durée de l'ordre de la dizaine de picoseconde, elle oscille de façon très piquée avant d'atteindre un régime stable. Le temps mis par le système pour atteindre un régime linéaire n'est pas connu de façon précise. Les différences obtenues à faible densité montrent que l'instabilité est encore dans le front de montée car la valeur de la réflectivité croît avec la durée d'impulsion. A plus forte densité, on ne dispose pas d'assez de points expérimentaux pour expliquer la valeur de réflectivité commune aux deux durées d'impulsions. En effet, le comportement temporel de l'instabilité Brillouin est fortement non linéaire durant les premières picosecondes d'interaction, comme le montre la figure 4.13 établie par Hüller *et al.* [121]. Une étude comportant plusieurs durées d'impulsions est nécessaire pour obtenir la réponse.

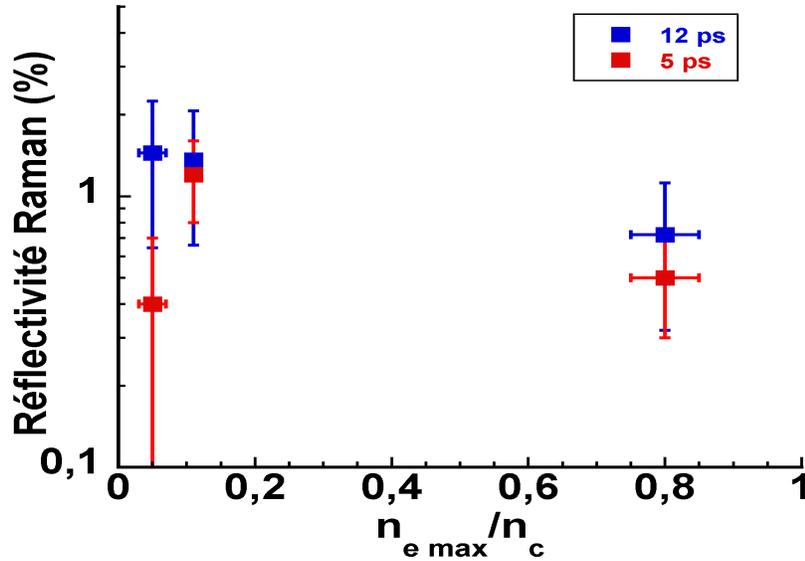


**Figure 4.13.** Evolution temporelle de la réflectivité. Elle est calculée avec différents codes, un code PIC et un code de couplage d'onde HARMONY1D/2D avec ou sans générations d'harmoniques, par Hüller *et al.* [121]. Les caractéristiques lasers sont :  $I_{laser} = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda_{laser} = 1,064 \mu\text{m}$  et le plasma est de  $0,12n_c$  avec  $T_e = 1 \text{ keV}$

Dans cette partie, nous avons établi expérimentalement que l'instabilité de diffusion Brillouin peut être observée dès que la durée d'impulsion atteint une valeur comprise entre 1 et 5 ps, ce qui est en accord avec les prédictions des simulations PIC [49, 33, 119]. Le temps de saturation de l'instabilité Brillouin n'a pu être établi de façon certaine. Nous allons maintenant regarder le développement de l'instabilité de diffusion Raman en fonction de la durée d'impulsion.

### 4.2.2 Comportement de la diffusion Raman en régime cinétique

Le temps de croissance de l'instabilité de diffusion Raman est inférieur d'un ordre de grandeur à celui de l'instabilité de diffusion Brillouin. Pour le caractériser il faudrait utiliser des durées d'impulsion inférieures à la picoseconde. Nous nous concentrons sur l'évolution de la réflectivité Raman entre 1, 5 et 12 ps. La figure 4.14 présente la réflectivité Raman en fonction de la densité et pour deux durées d'impulsion (en conservant l'intensité). Lorsque la durée d'impulsion est allongée à 12 ps, le comportement en fonction de la densité électronique maximale change mais nous n'avons pas noté de différence dans le spectre rétrodiffusé. Pour le plasma de densité de  $0,05n_c$ , la réflectivité Raman est multipliée par un facteur 4 avec l'augmentation de la durée d'impulsion alors que pour les autres densités, les valeurs sont proches de celles obtenues en 5 ps.

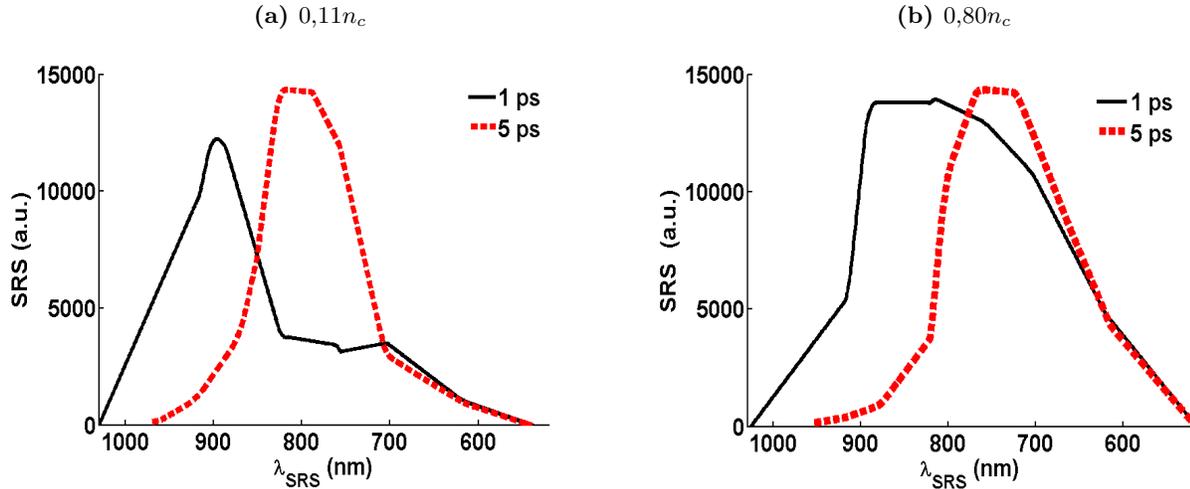


**Figure 4.14.** Réflectivité Raman en fonction de la densité électronique maximale du plasma pour  $I = 8.10^{15} \text{ W/cm}^2$  en 5 et 12 ps.

L'évolution de la réflectivité Brillouin avec la durée d'impulsion peut expliquer cette différence. Nous avons vu qu'elle augmente de façon significative, d'un facteur 10 dans les faibles densités avec l'allongement de la durée d'impulsion. Elle atteint 0,9% dans le cas d'un plasma de  $0,05n_c$  et 4,8% dans le cas d'un plasma de  $0,11n_c$ . La compétition entre les deux instabilités de diffusion Raman et Brillouin est plus importante que dans le cas du plasma de  $0,11n_c$ . Avec l'augmentation de la durée d'impulsion, la réflectivité Raman est encore plus dominée par la réflectivité Brillouin. Ainsi, on regarde le comportement de l'instabilité Raman lorsque la durée d'impulsion est trop courte pour que l'instabilité Brillouin se développe.

On observe maintenant l'évolution de la réflectivité lorsque l'on utilise une durée d'impulsion de 1 ps pour laquelle l'instabilité de diffusion Brillouin est fortement réduite. La figure 4.15 compare les spectres Raman rétrodiffusés pour des durées d'impulsion de 1 ps et 5 ps dans un plasma de feuille mince de  $0,11n_c$  et un plasma de mousse dont la densité maximale est de  $0,80n_c$ . On constate qu'une contribution apparaît pour des longueurs d'onde supérieures à 850 nm dans les spectres Raman rétrodiffusés lorsque la durée d'impulsion est réduite à 1 ps.

L'intensité est de  $2.10^{16} \text{ W/cm}^2$  quelle que soit la durée d'impulsion. Il nous faut donc trouver un mécanisme qui ne dépende pas de l'intensité, mais de la durée d'impulsion pour expliquer cet élargissement vers les longueurs d'onde plus grandes. Le premier mécanisme qui peut expliquer cet élargissement est la compétition entre le Brillouin et le Raman. La réflectivité Brillouin est inférieure au seuil de détection dans le cas d'une impulsion d'une picoseconde. Si le Brillouin ne se développe pas, la croissance du Raman devient possible.



**Figure 4.15.** Spectre rétrodiffusé Raman pour deux durées d'impulsion et deux densités électroniques maximales de plasma. L'intensité est de  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> sur tous les tirs.

Si on se réfère à la figure 5 de la référence [33], le comportement du spectre change fortement en fonction du temps pour les deux premières picosecondes de l'impulsion. Il s'agit de simulation PIC 2D réalisées pour un point chaud dans un profil d'allumage par choc. La température est de 5 keV et le profil de densité va de  $0,05$  à  $0,4n_c$ . Des spectres rétrodiffusés sont présentés pour des temps croissants. Durant la première picoseconde, le spectre s'élargit jusqu'à atteindre entre  $1,25\lambda_0$  et  $2\lambda_0$ . Par la suite, la rétrodiffusion provenant des plus fortes longueurs d'onde disparaît et seules les longueurs d'ondes inférieures à  $1,5\lambda_0$  contribuent. L'élargissement est expliqué par le développement de Raman en régime d'inflation de façon significative et il est accompagné d'une forte réflectivité hors cône. À partir de cet instant, le Brillouin va commencer à se développer et l'apparition d'onde acoustique ionique va empêcher la croissance du Raman d'abord dans les zones proches du quart de la densité critique. Cela a pour effet de repousser l'instabilité Raman dans les zones de plus faibles densités et donc supprimer la partie du spectre aux plus grandes longueurs d'ondes. Plus le temps avance et plus le Brillouin se développe dans des zones de faibles densités jusqu'à la disparition du spectre Raman.

En se basant sur ces observations, on explique l'élargissement du spectre vers les plus grandes longueurs d'ondes par la disparition de l'instabilité Brillouin qui permet le développement de l'instabilité Raman. Néanmoins cette explication se base sur un profil de densité sous quart critique inhomogène. Elle est donc valable dans le cas du plasma de mousse de  $0,80n_c$  où l'instabilité de diffusion Raman se développe dans le pré-plasma mais plus contestable dans le cas du plasma de feuille. En effet dans ce plasma la densité maximale est de  $0,11n_c$  alors que la plus grande longueur d'onde contenue dans le spectre Raman correspond à des densités supérieures,  $\approx 0,13n_c$ . La présence de ces grandes longueurs d'onde dans le spectre s'explique par la précision de notre caractérisation de la densité maximale du plasma. En plus de l'incertitude liée à la mesure, il est possible que l'instabilité Raman se développe

légèrement en avant du sommet du profil de densité, donc pour une densité inférieure à la densité maximale présente dans le profil. Ceci peut expliquer la largeur du spectre Raman dans le cas du plasma quasi-homogène. Pour cette même raison, on privilégie dans notre analyse la variation de la densité, qui est bien traduite par notre caractérisation des plasmas, plutôt que la valeur exacte de la densité maximale.

On note également que la réflectivité Raman est conservée entre 1 et 5 ps pour les deux plasmas. Le comportement de cette dernière fluctuant fortement dans les premières picosecondes, il faudrait également réaliser des mesures pour des durées d'impulsion intermédiaire pour voir si la conservation de cette valeur est due au hasard et qu'elle fluctue fortement ou si elle reste constante.

L'idéal serait une comparaison avec une simulation utilisant une tache focale avec une lame de phase et pour laquelle le plasma est de taille millimétrique. Cependant pour des simulations PIC 2D telles que celles présentées précédemment qui utilisent une boîte de simulation de  $100 \mu\text{m}$  par  $200 \mu\text{m}$ , le temps de simulation se mesure en centaines de milliers d'heures, ce qui limite fortement les possibilités de multiplication des calculs. Sachant que la réflectivité mesurée sur le Raman est faible et qu'au-delà de 5 ps la réflectivité est dominée par l'instabilité de diffusion Brillouin, nous n'approfondissons pas plus les mécanismes à l'origine de cet élargissement dans ce manuscrit.

#### 4.2.2.1 Conclusion de l'étude en 1, 5 et 12 ps

Si l'on fait varier la durée d'impulsion entre 1, 5 et 12 ps, on met en lumière la compétition entre les instabilités Brillouin et Raman qui influe sur les taux de réflectivités. La diffusion Raman est le mécanisme dominant au tout début de l'impulsion (la première picoseconde voire peu plus) puis la diffusion Brillouin commence à se développer pour devenir le mécanisme responsable de la majeure partie de la réflectivité. Ce comportement n'est valable que pour la première dizaine de picoseconde de l'impulsion. Le régime de saturation qui permettrait de limiter le pourcentage d'énergie rétrodiffusée n'est pas atteint et le rapport Brillouin/Raman peut s'inverser avec l'allongement de la durée d'impulsion.

Dans le cadre de l'allumage par choc, on veut savoir quel sera le comportement des instabilités pour un faisceau d'une durée d'impulsion de 100 à 600 ps. Pour répondre à cette question, et étant donné les capacités des laser actuels, nous n'avons que la possibilité de réduire l'intensité en utilisant des faisceaux nanosecondes où l'on mesurera l'évolution temporelle de la réflectivité.

## 4.3 Evolution des instabilités de diffusion en régime nanoseconde

### 4.3.1 Description de l'expérience nano/nano en salle 2

En régime nanoseconde, nous avons réalisé une campagne expérimentale sur l'installation LULI2000. On décrit les diagnostics, le montage et les cibles. On utilise également des mousses sous-denses préformées à l'aide d'un faisceau nanoseconde délivrant une intensité similaire au faisceau de chauffage des campagnes pico2000. Ce qui diffère est l'angle entre les deux faisceaux qui est beaucoup plus petit,  $10^\circ$  au lieu de  $112,5^\circ$ . Nous allons étudier l'interaction dans les mêmes plasmas où l'on a changé la durée du faisceau d'interaction. L'allongement de la durée des faisceaux permet d'obtenir, sur les caméras à balayage de fente, une résolution temporelle de l'évolution spectrale des rétrodiffusions Brillouin et Raman.

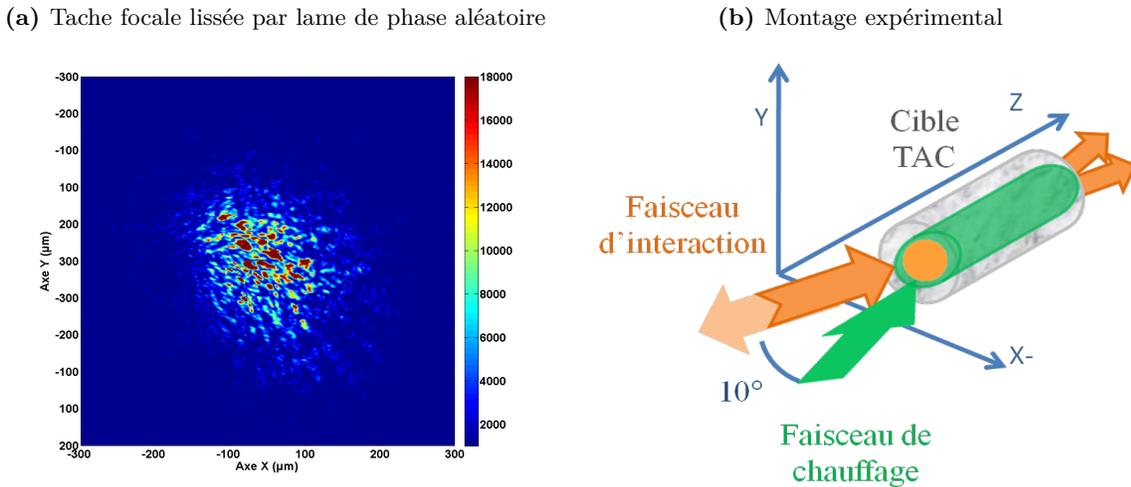
#### 4.3.1.1 Les faisceaux

Pour cette campagne, les deux impulsions durent 1,5 ns. La forme temporelle d'impulsion en fin de chaîne amplificatrice est la même que celle présentée précédemment sur la figure 2.4. Les deux faisceaux sont utilisés doublés en fréquence ( $\lambda = 0,526 \mu\text{m}$ ) et délivrent une énergie sur cible de 400 J. La chaîne Nord constitue le faisceau d'interaction et la chaîne Sud celui de chauffage. La tache focale créée par la lame de phase aléatoire de la chaîne Nord est représentée sur la figure 4.16a, elle possède une largeur à mi-hauteur de  $\approx 200 \mu\text{m}$ . La géométrie d'irradiation est présentée sur la figure 4.16b. Les faisceaux forment un angle de  $10^\circ$ , donc ils sont pratiquement superposés sur la longueur d'une cible ( $< 1 \text{ mm}$ ). Pour relaxer la contrainte sur la superposition, la tache focale du faisceau de chauffage est plus grande que celle du faisceau d'interaction, sa largeur à mi-hauteur est  $\approx 250 \mu\text{m}$ . En ce qui concerne la taille des points chauds, elle est la même pour les deux faisceaux car elle ne dépend que de l'ouverture et non de la lame de phase utilisée.

#### 4.3.1.2 Les diagnostics

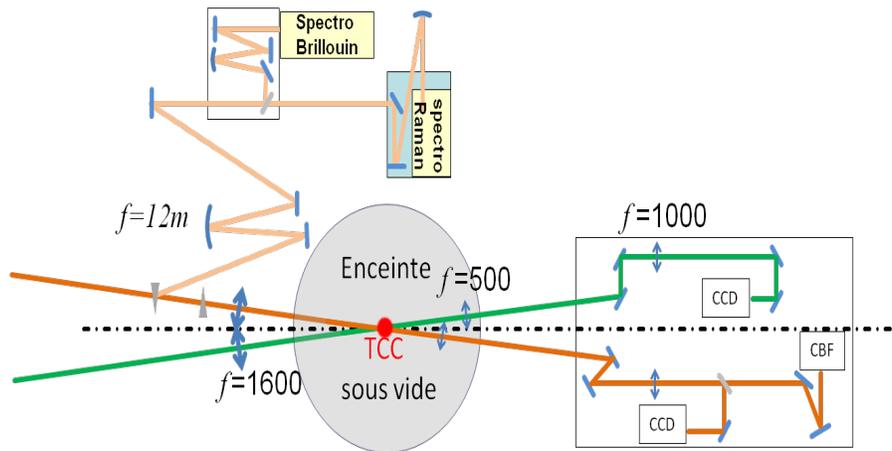
Le plan de la salle d'expérience lors de la campagne est détaillé sur la figure 4.17. Les diagnostics sont similaires aux expériences en régime picoseconde, on les divise en trois catégories.

**La lumière transmise** à travers le plasma est collectée, pour chacune des chaînes, par un couple de lentilles. La première, placée dans l'enceinte, rend le faisceau transmis parallèle et la seconde crée l'image sur le détecteur. Les taches focales en sortie de plasma sont imagées sur des CCD devant lesquelles on a placé un objectif de microscope (x4) pour augmenter le grandissement. Il est de 4.8 sur la CS et de 8 sur la CN. En plus, sur le faisceau d'interaction, la transmission en fonction du temps est mesurée à l'aide d'une caméra à balayage de fente



**Figure 4.16.** Tache focale du faisceau d'interaction lissée par lame de phase aléatoire (a) et géométrie d'irradiation lors de la campagne nanoseconde réalisée en salle 2 (b).

devant laquelle on a également placé un objectif de microscope (x4 ou x10). La puissance transmise est mesurée sur des photodiodes rapides.



**Figure 4.17.** Montage expérimental de la campagne en régime nanoseconde.

**La lumière rétrodiffusée** par la cible est collectée après qu'elle soit repassée par la lentille de focalisation. De même que lors des campagnes en salle 1, ce faisceau est séparé en deux à l'aide d'une lame 50/50 et refocalisé par deux miroirs sphériques à l'entrée de deux spectromètres à réseaux couplés à des caméras à balayage de fente. L'un est dédié à l'étude de l'instabilité Brillouin, l'autre est dévolu à la caractérisation du spectre Raman.

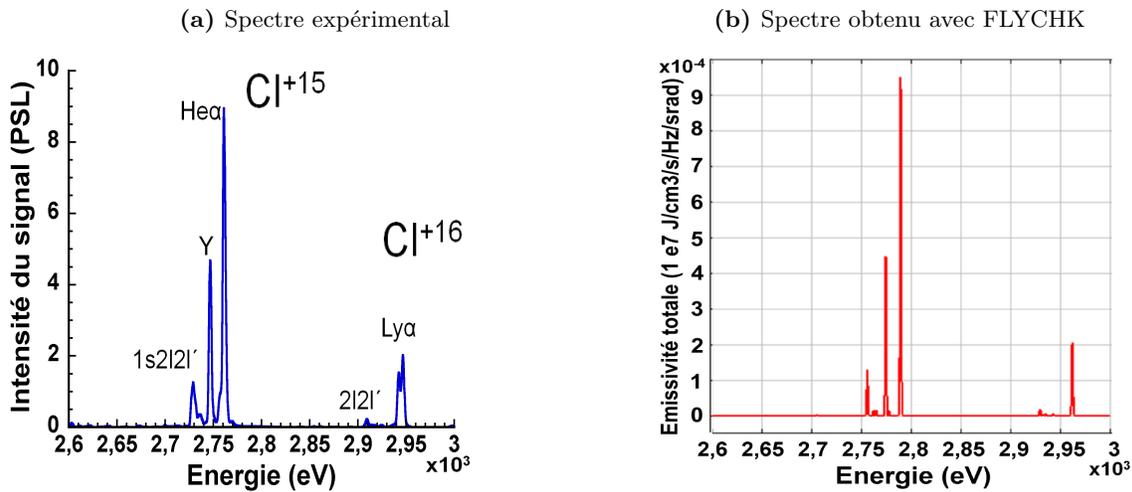
A la différence de la salle 1, le faisceau rétrodiffusé repasse à travers la lentille de focalisation du faisceau i.e. une lame de verre dans laquelle l'indice optique dépend de la longueur

d'onde. Pour la diffusion Raman qui a un spectre large ( $0,526 - 1 \mu\text{m}$ ) la dépendance de l'indice optique avec la longueur d'onde implique que les différentes longueurs d'onde présentes dans le spectre sont focalisées par le système d'imagerie en différents plans sur l'axe optique. La position du dernier miroir sphérique détermine la longueur d'onde qui est focalisée en entrée du spectromètre. Le diagnostic est réglé pour observer une longueur d'onde préférentielle qui est en général  $850 \text{ nm}$ , la densité électronique correspondante étant de  $0,15n_c$ . L'écart entre les points de focalisation de la lumière à  $0,526 \mu\text{m}$  et celle à  $1,053 \mu\text{m}$  est de  $60 \text{ mm}$ . L'analyse de l'intensité des différentes longueurs les unes par rapport aux autres dans les spectres expérimentaux n'est donc pas immédiate. Les puissances rétrodiffusées sont mesurées par des phototubes rapides.

**Le spectromètre X** mesurant l'émission X du chlore est également présent. On pourra ainsi comparer l'effet de la géométrie d'irradiation entre les deux salles.

#### 4.3.1.3 Les plasmas obtenus

L'intensité du faisceau de chauffage et le décalage temporel entre les deux faisceaux étant également de  $1,5 \text{ ns}$  les caractéristiques hydrodynamiques des plasmas sont similaires. Elles sont décrites de façon plus détaillée dans la thèse de V. Yahia [122]. Dans ce manuscrit, on présente uniquement le spectre d'émission X des mousses dopées avec du chlore pour vérifier que la température est similaire à celle obtenue en régime d'interaction picoseconde. Le spectre d'émission X mesuré expérimentalement est comparé avec des simulations FLYCHK [91] sur la figure 4.18. Les paramètres d'entrée de la simulation sont une température électronique de  $1050 \text{ eV}$ , une densité électronique  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  et un état initial hors ETL.

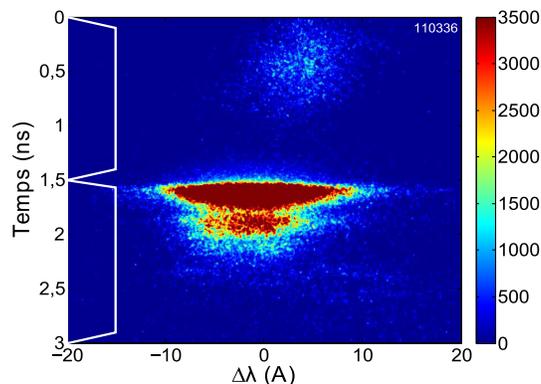


**Figure 4.18.** Spectres d'émission X mesurés lors de la campagne nanoseconde lors d'un tir avec faisceau d'interaction et de chauffage et comparaison avec les simulations FLYCHK où  $T_e = 1050 \text{ eV}$  et  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

On obtient un rapport de raie  $\text{He}\alpha/\text{Ly}\alpha \approx 5$  sur les spectres expérimentaux, ce qui correspond à une température de  $1,05 \pm 0,05$  keV, l'incertitude provenant de la fluctuation des spectres expérimentaux. La température électronique est un peu plus élevée que dans les expériences en régime picoseconde. On impute cette différence à l'énergie du faisceau d'interaction. Il est de 400 J et dure 1,5 ns, il va donc chauffer le plasma. La mesure d'émission X étant intégrée en temps, on mesure la température maximale atteinte.

On présente maintenant l'évolution temporelle des instabilités de diffusion Raman et Brillouin lors de cette expérience.

### 4.3.2 Réflectivité Brillouin instantanée en régime d'interaction nanoseconde

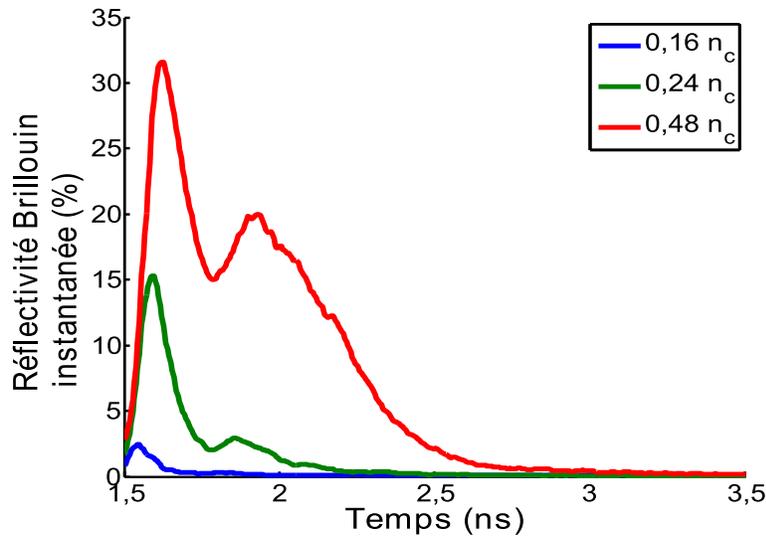


**Figure 4.19.** Spectre résolu en temps de la réflectivité Brillouin pour plasma de  $0,24n_c$ . Les deux impulsions sont symbolisées par les trapèzes blancs sur l'axe temporel. L'image est saturée volontairement pour mettre en évidence la première contribution,  $\Delta t = 1,5$  ns.

On montre l'exemple d'un spectre Brillouin sur la figure 4.19. Il s'agit d'un plasma de mousse de densité de  $0,24n_c$ , le temps zéro correspond à la mi-hauteur du front de montée de l'impulsion de chauffage. On note la présence d'une première contribution liée au faisceau de chauffage puis, 1,5 ns après, d'un second signal correspondant au spectre Brillouin rétrodiffusé du faisceau d'interaction. On remarque, par rapport aux expériences en régime picoseconde, que la diffusion du faisceau de chauffage est bien inférieure au signal rétrodiffusé. Cette diminution est liée au rapport d'énergie entre les deux faisceaux qui est passé de 20 en faveur du faisceau de chauffage à 1. Le signal possède une largeur spectrale à mi-hauteur de  $10 \text{ \AA}$  et a été obtenu pour une intensité d'interaction de  $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Cette largeur n'est pas due au régime de couplage fort. Elle s'explique par la croissance de l'instabilité Brillouin sur une grande partie du plasma où la vitesse d'expansion ainsi que la densité induit un spectre large. Ces résultats ont été observés dans la référence [81], on s'intéresse ici uniquement à l'évolution temporelle.

Lors de nos campagnes LULI2000, la réflectivité est mesurée par un phototube, autrement dit l'énergie rétrodiffusée est intégrée sur toute la durée de l'impulsion d'interaction. La

résolution temporelle est donnée par la caméra à balayage de fente. On trace une coupe verticale du spectre de la figure 4.19 et on obtient la l'évolution temporelle de la réflectivité. On déduit la valeur de la réflectivité instantanée en sachant que la réflectivité intégrée est mesurée par la diode.

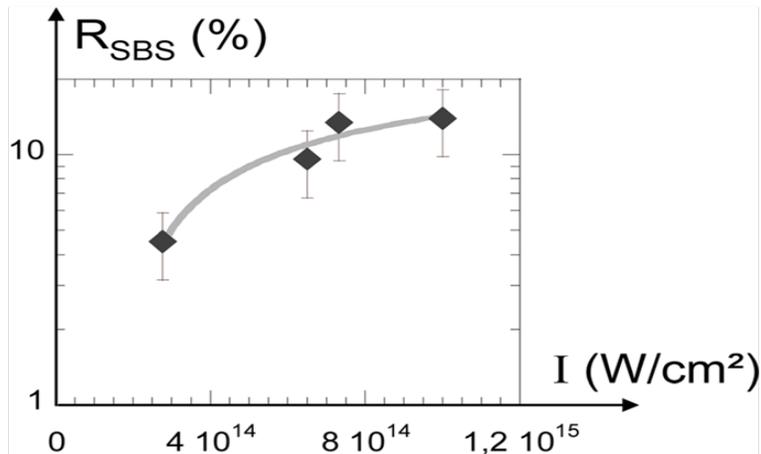


**Figure 4.20.** Evolution temporelle de la réflectivité Brillouin pour trois densités électroniques maximales de plasma. Le temps 1,5 ns correspond au début de l'impulsion d'interaction. L'intensité d'interaction est de  $(5 \pm 0,5)10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

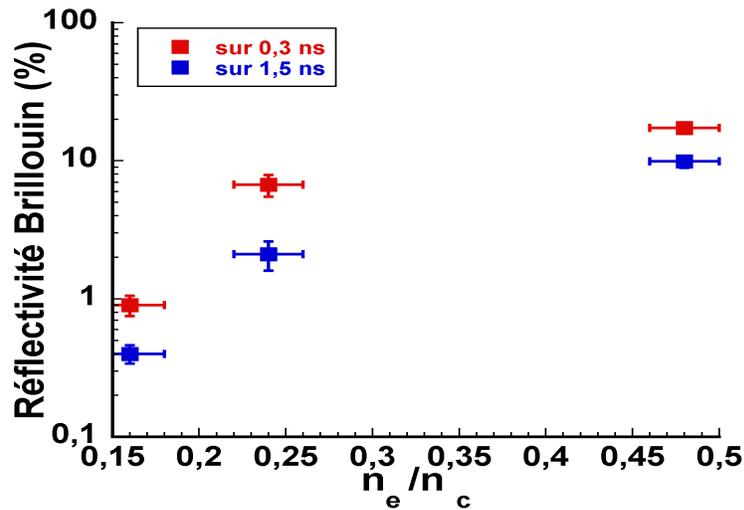
On présente les réflectivités instantanées correspondant à trois densités de plasma différentes à partir du début de l'impulsion d'interaction sur la figure 4.20. Pour tous les signaux, on observe un pic de réflectivité pour les premières 300 ps. L'augmentation de la densité implique une augmentation du pic de réflectivité instantanée jusqu'à 30% dans le cas d'un plasma de  $0,48n_c$  et l'augmentation d'un second pic environ 500 ps après le début de l'interaction.

En régime nanoseconde l'instabilité Brillouin a été largement étudiée. Dans les conditions d'un plasma long et chaud [123, 124, 115] la puissance rétrodiffusée montre une saturation à 10% de la puissance incidente pour une intensité supérieure à  $8.10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. Cependant, l'intensité d'interaction ne peut pas dépasser  $3.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> pour l'ensemble des installations laser actuelles en utilisant une lame de phase aléatoire et une durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde. La courbe de saturation de la réflectivité est présentée sur la figure 4.21, elle a été obtenue dans un plasma inhomogène de plastique de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur, ce qui donne une longueur de gradient d'environ  $400 \mu\text{m}$ . Ce taux de rétrodiffusion correspond uniquement à de la diffusion dans le cône de focalisation et la mesure du taux de diffusion hors cône n'est pas pris en compte.

Pour se placer dans le contexte de l'allumage par choc où la durée d'impulsion est d'une centaine de picoseconde, on se concentre uniquement sur les 300 ps du début du faisceau d'interaction. On définit une nouvelle réflectivité Brillouin qui est la moyenne de la réflectivité



**Figure 4.21.** Réflectivité Brillouin intégrée en temps en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction en régime nanoseconde. Ces résultats proviennent de la référence [7] qui s'appuie sur une campagne en régime nanoseconde avec des plasmas préformés de CH où  $T_e \approx 1$  keV au début du faisceau d'interaction.



**Figure 4.22.** Réflectivité Brillouin en fonction de l'intensité du faisceau d'interaction en régime de nanoseconde.

sur les trois cent premières picosecondes du faisceau d'interaction. On compare la réflectivité Brillouin moyennée sur 300 ps avec la réflectivité Brillouin moyennée sur 1,5 ns en fonction de la densité électronique maximale du plasma, sur la figure 4.22. Ces deux réflectivités augmentent avec la densité et la réflectivité Brillouin moyennée sur 300 ps est toujours supérieure à celle moyennée sur toute la durée d'impulsion. Pour la plus forte densité électronique utilisée, la réflectivité Brillouin atteint 18%. On en déduit que pour une impulsion de 300 ps et d'intensité  $5.10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, la réflectivité Brillouin ne sera pas de 10% mais de 18%. La résolution temporelle lors de l'expérience étant de l'ordre de 100 ps, on ne peut observer plus finement les variations temporelles de la réflectivité Brillouin.

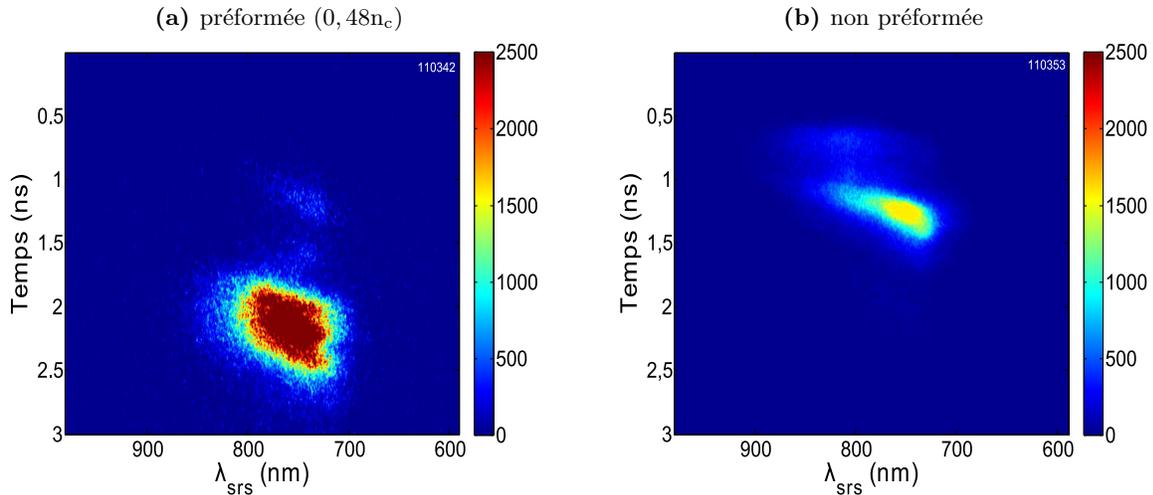
On conclut que lors des premières centaines de picoseconde d'interaction, la réflectivité Brillouin est plus importante que celle observée pour des durées d'impulsion nanosecondes, elle dépasse la valeur de saturation de 10% observé lors de campagnes précédentes.

#### 4.3.2.1 Evolution temporelle de l'instabilité Raman.

Les premières centaines de picosecondes de l'impulsion sont le siège d'une forte croissance du Brillouin. On représente la réflectivité Raman pendant la durée de l'impulsion pour comparer le comportement des deux instabilités. On doit trouver une référence temporelle par rapport aux impulsions laser pour le signal Raman. Pour le Brillouin, nous avons utilisé le signal réfléchi du faisceau de création que l'on collectait dans le diagnostic et qui nous permettait d'obtenir un temps zéro. Or, on filtre la longueur d'onde du laser sur le diagnostic Raman. On n'observe plus ce signal. On représente sur la figure 4.23a un spectre Raman obtenu pour une mousse de  $0,48n_c$  d'une longueur de  $300 \mu\text{m}$ . On a volontairement resserré l'échelle de la palette de couleur pour mettre en évidence un signal autour de 1 ns qui s'étend de 720 à 760 nm et dure 350 ps. C'est ce signal qui va nous servir de référence pour le calage temporel entre les deux impulsions.

Pour trouver l'origine de ce signal nous l'avons comparé avec des tirs où l'on utilise un seul faisceau (le faisceau d'interaction) présenté sur la figure 4.23b. Dans le cas d'une mousse non préformée, on observe un signal Raman à la fin de l'impulsion (qui apparaît 1 ns après le début de l'impulsion). On mesure un spectre compris entre 720 et 780 nm. Le signal dure 400 ps et démarre environ 1,1 ns après le début de l'impulsion. Le signal est émis sur tout le spectre au début, puis il devient plus étroit vers la partie à plus courte longueur d'onde. Le temps après le début de la première impulsion auquel ce signal apparaît est le même entre les plasmas préformés et non préformés. Dans un cas le premier faisceau est le faisceau de création et dans l'autre c'est le faisceau d'interaction. La précision du temps zéro sur l'axe des ordonnées est de 200 ps environ étant donné la largeur de la fente de la caméra et sa gigue. Ce temps est défini par rapport à la mi-hauteur du front de montée de l'impulsion de chauffage. La comparaison spectrale montre que, pour la cible déjà préformée, le spectre est plus étroit de 20 nm. Donc on observe, dans les cas préformés et non préformés, deux contributions qui se développent au même instant et qui sont très similaires spectralement.

La différence entre les deux est la valeur du signal qui est beaucoup plus fort dans le cas d'un seul faisceau. Pour expliquer cette diminution, il faut se rappeler la géométrie d'irradia-

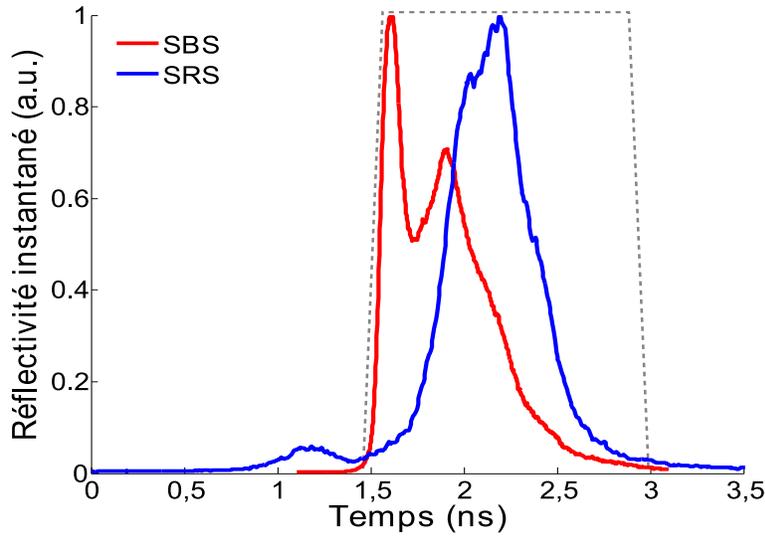


**Figure 4.23.** Spectres Raman résolus en temps obtenus pour une mousse de  $6 \text{ mg/cm}^3$  (a) avec le faisceau de chauffage qui produit un plasma de  $0,48n_c$  et (b) sans le faisceau de chauffage.

tion de la cible et le positionnement du diagnostic de rétrodiffusion. La lame de prélèvement de la lumière rétrodiffusée est placée sur le faisceau d'interaction (Chaîne Nord) et pas sur le faisceau de chauffage (Chaîne Sud). Sur la figure 4.23b c'est la chaîne nord qui est utilisée comme faisceau de chauffage/interaction, le signal mesuré correspond à de la rétrodiffusion. Sur la figure 4.23a c'est l'impulsion de création qui est à l'origine du signal, le petit angle entre les faisceaux permet de le mesurer mais il ne s'agit pas de rétrodiffusion au sens propre, mais plutôt de diffusion vers l'arrière en dehors du cône de focalisation du faisceau. La forme et les longueurs d'onde observées dans les spectres sont les mêmes car elles ne dépendent que de la densité de la cible, le signal est plus faible car il s'agit de diffusion vers l'arrière avec un angle.

Nous avons donc une référence pour placer l'impulsion par rapport aux réflectivités temporelles. On présente sur la figure 4.24, l'évolution temporelle des réflectivités Brillouin et Raman dans le cas d'un plasma de densité électronique maximale de  $0,48n_c$ . Sur le graphique est schématisée la forme de l'impulsion d'interaction. L'impulsion de création dure de 0 à 1,5 ns puis l'impulsion d'interaction dure de 1,5 à 3 ns. On constate que la réflectivité Brillouin augmente dès le début de l'impulsion d'interaction pour atteindre son maximum au bout de 100 ps. Ensuite elle diminue, montre un nouveau pic de réflectivité un peu plus faible à 700 ps et chute progressivement pour atteindre zéro au-delà de 1 ns. La réflectivité Raman commence de croître 200 ps après le début de l'impulsion et atteint son maximum au bout de 900 ps, après elle chute et devient proche de zéro 1,2 ns après le début de l'impulsion.

En régime nanoseconde, l'évolution temporelle des réflectivités montre que l'instabilité de diffusion Brillouin se développe dès le début de l'impulsion et atteint très vite son maximum alors que l'instabilité de diffusion Raman reste faible. Ensuite, la réflectivité Brillouin commence à chuter, et la réflectivité Raman devient dominante. Elle atteint son maximum quelques centaines de picosecondes avant la fin de l'impulsion puis retombe à zéro avant



**Figure 4.24.** Comparaison entre les réflectivités instantanées Brillouin et Raman. La durée de l'impulsion d'interaction est représentée par le trapèze en pointillés

la fin de l'impulsion laser. Pour tous les tirs réalisés sur des plasmas de mousse la réflectivité due au Raman reste en dessous de 4% sur toute la durée de l'impulsion. Si on procède de la même façon que pour le Brillouin pour calculer la réflectivité sur une durée de 300 ps, on trouve que le pourcentage d'énergie rétrodiffusée par le Raman est toujours inférieur à 1%.

En conclusion, nous avons vu que pour une durée d'impulsion nanoseconde avec une intensité plus faible que dans le cas de l'allumage par choc  $I = 5.10^{14} \text{ W/cm}^2$ , l'instabilité de diffusion Brillouin est la plus importante. En s'appuyant sur les réflectivités instantanées, on estime le taux d'énergie perdue par rétrodiffusion pour une impulsion de 300 ps. On trouve que pour un plasma de  $0,48n_c$ , d'une longueur de  $500 \mu\text{m}$ , la réflectivité Brillouin dans le cône est de 18%, ce qui est supérieur à la saturation de la réflectivité Brillouin à 10% attendue en régime nanoseconde. A l'inverse la réflectivité Raman est inférieure à celle mesurée sur toute l'impulsion, elle atteint au maximum 1%. On déduit que dans le cadre de pic d'intensité d'allumage par choc, la durée du faisceau étant comprise entre 100 et 600 ps, l'instabilité Brillouin induira une réflectivité supérieure à celle mesurée en régime nanoseconde. L'instabilité Raman ne pourra se développer que pour les plus longues durées d'impulsion envisagées pour le pic d'intensité. La réflectivité Raman dans le cône de focalisation atteint une valeur moyenne inférieure au pour-cent sur une durée de 300 ps quelle que soit la densité du plasma.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à extrapoler nos observations sur le couplage d'un faisceau de 5 ps dans un plasma de 1 keV au pic d'intensité de l'allumage par choc. Pour cela, il nous fallait discuter de l'effet de l'augmentation de la température du plasma et de

l'allongement de la durée d'impulsion sur le développement des instabilités paramétriques. La température plus élevée du plasma de couronne de l'allumage par choc n'influe pas sur le taux de croissance de l'instabilité de diffusion Brillouin en régime de couplage fort et elle diminue le développement de l'instabilité Raman. Pour accéder à des durées d'impulsions plus longues, nous avons mesuré les réflectivités instantanées d'un faisceau nanoseconde, également dans des plasmas longs et chauds. Nous avons observé que l'instabilité Brillouin domine les premières centaines de picosecondes de l'interaction. L'instabilité de diffusion Raman ne se développe qu'après la disparition de l'instabilité de diffusion Brillouin. Pour une durée d'impulsion de 300 ps nous avons mesuré une réflectivité Brillouin de 18% alors que l'intensité du faisceau d'interaction n'est que de  $5.10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.



# Conclusion et perspectives

Le schéma d'allumage par choc repose sur l'utilisation d'un faisceau intense qui dépose son énergie dans le plasma coronal pour créer un choc convergent menant à l'ignition. Ce schéma est motivé par la possibilité de réduire l'énergie laser nécessaire pour atteindre l'ignition. Sa réussite dépend principalement de deux points clefs : la génération d'une pression de choc supérieure à 300 Mbar et l'efficacité du couplage du pic d'intensité avec le plasma de couronne. Le premier point a été traité avant ce travail de thèse à l'aide de simulations hydrodynamiques [14, 19, 36]. Elles ont permis d'établir les paramètres du pic d'intensité laser nécessaires à la création du choc, ainsi que les conditions hydrodynamiques du plasma de couronne. Ces conditions définissent l'efficacité de couplage nécessaire du pic d'intensité laser avec le plasma de couronne pour atteindre l'ignition, ce qui constitue le second point. Pour étudier ce couplage, il est nécessaire de réaliser des simulations et de réaliser des expériences sur le développement des instabilités paramétriques dans les conditions laser et hydrodynamiques de l'allumage par choc. Cependant, il n'existe ni modèle ni installation laser capable de reproduire l'interaction d'un laser de forte intensité avec une durée d'impulsion de plusieurs centaines de picoseconde dans un plasma millimétrique de plusieurs keV.

Dans ce manuscrit de thèse, nous avons caractérisé expérimentalement les premières picosecondes de l'interaction d'un faisceau d'intensité pertinente pour l'allumage par choc dans des plasmas longs et chauds. Nous avons introduit les conditions hydrodynamiques attendues dans le plasma de couronne pour pouvoir étudier les régimes de croissance des instabilités affectant le pic d'intensité. Pour créer le choc convergent, il faut un pic d'intensité compris entre  $2 \cdot 10^{15}$  et  $2 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> avec une durée d'impulsion comprise entre 100 et 600 ps. Le laser doit se propager dans un plasma millimétrique ayant un profil de densité électronique de type exponentiel et une température électronique entre 2 et 4 keV. Dans le cadre de la théorie linéaire, nous avons montré que l'instabilité Raman possède un gain peu élevé signe d'une faible activité alors que l'instabilité Brillouin montre des gains élevés qui sont synonymes d'un comportement très non-linéaire. En ce qui concerne l'autofocalisation et la filamentation, la puissance critique au-delà de laquelle elles se développent est dépassée. Ces instabilités vont modifier la distribution spatiale d'intensité au cours de la propagation. Enfin, on observe que l'intensité est suffisante pour que l'instabilité Raman absolue et la décomposition à deux plasmons se développent au voisinage du quart de la densité critique. Ces deux processus produisent des électrons supra-thermiques susceptibles de modifier l'efficacité du choc. A partir des conditions hydrodynamiques du plasma de couronne, nous avons mis en évidence que les

instabilités de diffusion Brillouin et Raman se développent respectivement dans les régimes fortement couplé et cinétique qui sortent du cadre de la théorie linéaire. Il est nécessaire de réaliser des expériences où les instabilités paramétriques sont dans ces régimes spécifiques pour estimer leur influence sur la propagation du pic d'intensité.

Nous avons apporté des éléments de réponse au travers de campagnes expérimentales menées en régime d'interaction picoseconde pour un faisceau d'intensité comprise entre  $2.10^{15}$  et  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> se propageant dans des plasmas longs et chauds. Pour la plus basse intensité, le développement des instabilités reste à un niveau acceptable. L'instabilité de diffusion Brillouin entraîne une réflectivité inférieure à 16% de l'énergie incidente. La réflectivité Raman est de l'ordre du pourcent et les instabilités de filamentation et d'autofocalisation n'augmentent pas la largeur à mi-hauteur de la distribution spatiale de l'intensité. Les bilans énergétiques montrent un couplage en assez bon accord avec une absorption par Bremsstrahlung inverse uniquement. Pour la plus forte intensité, l'efficacité du couplage chute. L'instabilité de diffusion Brillouin qui se développe dans la partie la plus dense du profil engendre jusqu'à 60% d'énergie rétrodiffusée. Cette instabilité prend le pas sur la diffusion Raman qui atteint très vite un régime de saturation. La filamentation et l'autofocalisation se développent également, produisant un lissage et un éclatement de la distribution spatiale de l'intensité à forte densité. Le pourcentage d'énergie qui se trouve en-dehors de l'ouverture initiale est de 20%. Ainsi à forte intensité, une très faible partie de l'énergie laser est absorbée par le plasma.

Ces résultats ont été obtenus dans des plasmas de température plus faible que celle du plasma de couronne et avec une durée d'impulsion de 5 ps. Ils sont intéressants pour une comparaison avec des simulations PIC qui sont également limitées aux premières picosecondes de l'interaction. De plus, en faisant varier la durée d'impulsion entre 1, 5 et 12 ps, nous avons mis en évidence le développement de l'instabilité de diffusion Brillouin en régime de couplage fort pour nos conditions expérimentales. Son taux de croissance devient alors indépendant de la température. Ainsi, on s'attend à ce que l'instabilité Brillouin domine l'interaction du pic d'intensité dans le plasma couronne où la condition de couplage fort est satisfaite. De plus, l'augmentation de la température électronique du plasma va réduire l'absorption par Bremsstrahlung inverse. Cela aura pour effet d'augmenter l'intensité dans la partie de plus forte densité du profil et donc de renforcer le développement de l'instabilité Brillouin. A la différence des modèles, le mécanisme d'absorption anormale de cavitation n'a pas été observé. Il est possible que ce processus permette de limiter la croissance de l'instabilité Brillouin à plus forte température. L'émission d'un harmonique à deux fois la longueur d'onde du laser n'a pas été détectée lors de nos expériences, ce qui traduit une faible activité au voisinage du quart de la densité critique. Enfin, pour pouvoir extrapoler au cas du pic d'intensité de l'allumage par choc, nous avons utilisé les résultats obtenus en régime nanoseconde, pour des intensités inférieures d'un ordre de grandeur. Nous avons montré que l'instabilité de diffusion Brillouin domine la réflectivité pendant les 300 premières picosecondes de l'impulsion. Ensuite, elle s'arrête et l'instabilité de diffusion Raman commence à se développer. La réflectivité dans le cône, intégrée sur une durée de 300 ps, atteint déjà 18% de l'énergie incidente

avec une intensité de  $5.10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

Il est donc essentiel pour la réussite de l'allumage par choc de contrôler l'instabilité de diffusion Brillouin. Les différentes pistes pour y parvenir sont :

- les systèmes de lissage par dispersion spectrale (SSD) qui sont utilisés pour les impulsions nanosecondes. Cependant, ils sont efficaces au bout d'une centaine de picosecondes [125] et pour une amplification modérée de l'instabilité Brillouin. D'autre part, le temps de corrélation du laser avec SSD est de l'ordre de quelques picosecondes pour une modulation supérieure à 10 GHz. Sachant que l'on mesure de fortes réflectivités en 5 ps, on peut se poser la question de l'efficacité du SSD vis-à-vis de l'instabilité de diffusion Brillouin.
- la double polarisation permet une réduction des instabilités en réduisant l'intensité maximale contenue dans les points chauds. L'utilisation simultanée de techniques de lissage temporel et spatial s'est avérée efficace dans la réduction des instabilités pour des intensités plus modérées [126].
- on peut aussi mentionner l'utilisation d'impulsion STUD<sup>1</sup> qui consiste à découper l'impulsion en une multitude de pics de durée de l'ordre de la picoseconde, d'intensité variables et espacés temporellement d'un délai également variable.

Il est également important de coupler les deux études de création du choc et de l'interaction dans le plasma de couronne. Il faut étudier les propriétés du choc généré par un faisceau intense qui s'est propagé dans un plasma similaire au plasma de couronne à la fin de la phase de compression.

D'un point de vue plus fondamental, la compréhension de la compétition entre les instabilités de diffusion Brillouin et Raman ou entre l'autofocalisation et l'instabilité Brillouin en régime de couplage fort doit être étudiée expérimentalement pour contraindre les simulations.

En conclusion, nous avons mis en œuvre un schéma expérimental qui permet l'étude de l'interaction dans des conditions pertinentes pour l'allumage par choc. Ce schéma combine un faisceau de chauffage énergétique et un faisceau d'interaction intense avec une courte durée d'impulsion. Il peut être transposé sur d'autres installations qui permettent d'atteindre des plasmas encore plus chauds pour étudier la croissance de l'instabilité Raman en régime fortement cinétique, sur l'installation LMJ/Petal par exemple. La variation de la durée d'impulsion notamment les courtes durées (<100 ps) est aussi fondamentale pour la compréhension du comportement des instabilités. Les études d'interaction doivent être poursuivies, la maîtrise des instabilités paramétriques étant une condition nécessaire à l'atteinte de l'ignition, et cela quel que soit le schéma d'allumage considéré.

---

1. <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2011.DPP.NP9.88>



# Bibliographie

- [1] J.D. LAWSON. *Proceedings of the Physical Society. Section B.* **70.** 6. 1957.
- [2] C. OLSON et al. *Fusion Science and Technology.* **47.** 550. 2005.
- [3] J. NUCKOLLS et al. *Nature.* **239.** 139. 1972.
- [4] H. TAKABE, L. MONTIERTH et R. L. MORSE. *Physics of Fluids (1958-1988).* **26.** 2299. 1983.
- [5] N. METZLER et al. *Physics of Plasmas.* **9.** 5050. 2002.
- [6] V. N. GONCHAROV et al. *Physics of Plasmas.* **10.** 1906. 2003.
- [7] S. DEPIERREUX et al. *Physics of Plasmas.* **19.** 012705. 2012.
- [8] R. DAUTRAY et al. *La Fusion Thermonucléaire Inertielle par Laser.* Eyrolles, 1993.
- [9] J. D. LINDL, R. L. MCCRORY et E. M. CAMPBELL. *Physics Today.* **45.** 32. 1992.
- [10] J. LINDL. *Physics of Plasmas.* **2.** 3933. 1995.
- [11] URL : [https://lasers.llnl.gov/programs/nic/icf/plasma\\_physics.php](https://lasers.llnl.gov/programs/nic/icf/plasma_physics.php).
- [12] V.A. SHCHERBAKOV. *Sov. J. Plasma Phys.* **9.** 240. 1983.
- [13] R. BETTI et al. *Phys. Rev. Lett.* **98.** 155001. 2007.
- [14] A. J. SCHMITT et al. *Physics of Plasmas.* **17.** 042701. 2010.
- [15] M. LAFON, X. RIBEYRE et G. SCHURTZ. *Physics of Plasmas.* **20.** 022708. 2013.
- [16] C. STOECKL et al. *Phys. Rev. Lett.* **90.** 235002. 2003.
- [17] B. YAAKOBI et al. *Physics of Plasmas.* **12.** 062703. 2005.
- [18] W. SEKA et al. *Physics of Plasmas.* **16.** 052701. 2009.
- [19] X RIBEYRE et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion.* **51.** 015013. 2009.
- [20] S. ATZENI et al. *Nuclear Fusion.* **49.** 055008. 2009.
- [21] W. L. KRUEER. *The Physics of Laser Plasma Interaction.* Addison–Wesley, 1988.
- [22] L. M. GOLDMAN, J. SOURES et M. J. LUBIN. *Phys. Rev. Lett.* **31.** 1184. 1973.
- [23] B. H. RIPIN et al. *Phys. Rev. Lett.* **33.** 634. 1974.
- [24] B. H. RIPIN. *Applied Physics Letters.* **30.** 134. 1977.
- [25] D. W. PHILLION, W. L. KRUEER et V. C. RUPERT. *Phys. Rev. Lett.* **39.** 1529. 1977.

- [26] C. J. RANDALL, J. J. THOMSON et K. G. ESTABROOK. *Phys. Rev. Lett.* **43**. 924. 1979.
- [27] K. TANAKA et L. M. GOLDMAN. *Phys. Rev. Lett.* **45**. 1558. 1980.
- [28] C. B. BURCKHARDT. *Appl. Opt.* **9**. 695. 1970.
- [29] Y. KATO et al. *Phys. Rev. Lett.* **53**. 1057. 1984.
- [30] L. VIDEAU. « Le lissage optique pour les chaines laser de puissance ». Thèse de doct. Palaiseau, France : Ecole Polytechnique, 1998.
- [31] S. H. GLENZER et al. *Nat Phys.* **3**. 716. 2007.
- [32] J. MYATT et al. *Physics of Plasmas*. **11**. 3394. 2004.
- [33] C. RICONDA et al. *Physics of Plasmas*. **18**. 092701. 2011.
- [34] L. YIN et al. *Physics of Plasmas*. **16**. 113101. 2009.
- [35] R. BETTI et C. ZHOU. *Physics of Plasmas*. **12**. 110702. 2005.
- [36] B. CANAUD, S. LAFFITE et M. TEMPORAL. *Nuclear Fusion*. **51**. 062001. 2011.
- [37] S. ATZENI et J. Meyer ter VEHN. *The Physics of Inertial Fusion*. Clarendon, Oxford, 2004.
- [38] V. G. GUDERLEY. *Luftfahrtforschung*. **19**. 1942.
- [39] T. W. JOHNSTON et J. M. DAWSON. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **16**. 722. 1973.
- [40] A. B. LANGDON. *Phys. Rev. Lett.* **44**. 575. 1980.
- [41] P. MORA. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **25**. 1051. 1982.
- [42] N.G. DENISOV. *Sov. Phys. JETP*. **4**. 544. 1957.
- [43] J. P. FREIDBERG et al. *Phys. Rev. Lett.* **28**. 795. 1972.
- [44] T. SPEZIALE et P. J. CATTO. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **20**. 990. 1977.
- [45] D. W. FORSLUND, J. M. KINDEL et K. LEE. *Phys. Rev. Lett.* **39**. 284. 1977.
- [46] L. J. PERKINS et al. *Phys. Rev. Lett.* **103**. 045004. 2009.
- [47] A. R. PIRIZ et al. *Physics of Plasmas*. **19**. 122705. 2012.
- [48] A. R. PIRIZ, S. A. PIRIZ et N. A. TAHIR. *Physics of Plasmas*. **20**. 112704. 2013.
- [49] O. KLIMO et al. *Physics of Plasmas*. **18**. 082709. 2011.
- [50] C. RICONDA et al. *Physics of Plasmas*. **13**. 083103. 2006.
- [51] S. WEBER et al. *Phys. Rev. E*. **85**. 016403. 2012.
- [52] P. E. YOUNG et al. *Phys. Rev. Lett.* **61**. 2336. 1988.
- [53] S. WILKS et al. *Phys. Rev. Lett.* **73**. 2994. 1994.
- [54] H. A. ROSE et D. F. DUBOIS. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*. **5**. 3337. 1993.
- [55] Harvey A. ROSE. *Physics of Plasmas*. **2**. 2216. 1995.
- [56] A. J. SCHMITT et B. B. AFEYAN. *Physics of Plasmas*. **5**. 503. 1998.

- 
- [57] A. V. MAXIMOV et al. *Physics of Plasmas*. **8**. 1319. 2001.
- [58] J. GARNIER. *Physics of Plasmas*. **6**. 1601. 1999.
- [59] C. S. LIU et M. N. ROSENBLUTH. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **19**. 967. 1976.
- [60] 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 doct. Palaiseau, France : Ecole Polytechnique, 1999.
- [61] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. *Phys. Rev. Lett.* **86**. 4306. 2001.
- [62] D. J. STROZZI et al. *Physics of Plasmas*. **14**. 013104. 2007.
- [63] L. YIN et al. *Physics of Plasmas*. **20**. 012702. 2013.
- [64] P. MORA et F. AMIRANOFF. *Journal of Applied Physics*. **66**. 3476. 1989.
- [65] C. A. COVERDALE et al. *Phys. Rev. Lett.* **74**. 4659. 1995.
- [66] J. F. DRAKE et Y. C. LEE. *Phys. Rev. Lett.* **31**. 1197. 1973.
- [67] Y. C. LEE et P. K. KAW. *Phys. Rev. Lett.* **32**. 135. 1974.
- [68] O KLIMO et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. **52**. 055013. 2010.
- [69] A. SIMON et al. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **26**. 3107. 1983.
- [70] G. BONNAUD. « Instabilité à deux plasmons et électrons suprathermiques dans l'interaction laser-matière ». Thèse de doct. Orsay, France : Université Paris XI, 1982.
- [71] F. AMIRANOFF, F. BRIAND et C. LABAUNE. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **30**. 2221. 1987.
- [72] K. B. WHARTON et al. *Physical review letters*. **81**. 822. 1998.
- [73] A. A. ANDREEV et al. *Physics of Plasmas*. **13**. 053110. 2006.
- [74] M. GRECH et al. *Phys. Rev. Lett.* **102**. 155001. 2009.
- [75] S. DEPIERREUX et al. *Phys. Rev. Lett.* **102**. 195005. 2009.
- [76] C. J. WALSH et H. A. BALDIS. *Phys. Rev. Lett.* **48**. 1483. 1982.
- [77] H. C. BANDULET et al. *Phys. Rev. Lett.* **93**. 035002. 2004.
- [78] P. W. RAMBO, S. C. WILKS et W. L. KRUEER. *Phys. Rev. Lett.* **79**. 83. 1997.
- [79] L. DIVOL et al. *Physics of Plasmas*. **10**. 1822. 2003.
- [80] L. DIVOL et al. *Physics of Plasmas*. **10**. 3728. 2003.
- [81] R. P. DRAKE, R. G. WATT et K. ESTABROOK. *Phys. Rev. Lett.* **77**. 79. 1996.
- [82] D. H. FROULA et al. *Phys. Rev. Lett.* **90**. 155003. 2003.
- [83] B. I. COHEN et al. *Physics of Plasmas*. **12**. 052703. 2005.
- [84] K. ESTABROOK, W. L. KRUEER et M. G. HAINES. *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*. **1**. 1282. 1989.

- [85] 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 doct. Palaiseau, France : Ecole Polytechnique, 2010.
- [86] C. LABAUNE. *EPJ Web of Conferences*. **59**. 01012. 2013.
- [87] D. STRICKLAND et G. MOUROU. *Optics Communications*. **55**. 447. 1985.
- [88] *Rapport d'activité LULI*. 1992.
- [89] T. JALINAUD. « Effet du lissage optique du faisceau laser par utilisation de lame de phase aléatoire sur le développement des instabilités paramétriques ». Thèse de doct. Paris, France : Université Pierre et Marie Curie Paris VI, 1993.
- [90] 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 doct. Palaiseau, France : Ecole Polytechnique, 2008.
- [91] H.-K. CHUNG et al. *High Energy Density Physics*. **1**. 3. 2005.
- [92] R. A. LONDON et M. D. ROSEN. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **29**. 3813. 1986.
- [93] J. D. MOODY et al. *Physics of Plasmas*. **2**. 4285. 1995.
- [94] R. FABBRO et al. *Phys. Rev. A*. **26**. 2289. 1982.
- [95] R. DECOSTE et al. *Phys. Rev. Lett.* **42**. 1673. 1979.
- [96] N. G. BORISENKO et al. *AIP Conference Proceedings*. **849**. 242. 2006.
- [97] P. NICOLAI et al. *Physics of Plasmas*. **19**. 113105. 2012.
- [98] S. Yu. GUS'KOV et al. *Physics of Plasmas*. **18**. 103114. 2011.
- [99] V. T. TIKHONCHUK, S. HÜLLER et P. MOUNAIX. *Physics of Plasmas*. **4**. 4369. 1997.
- [100] C. LABAUNE et al. *Phys. Rev. Lett.* **76**. 3727. 1996.
- [101] V. T. TIKHONCHUK et al. *Physics of Plasmas*. **8**. 1636. 2001.
- [102] V. T. TIKHONCHUK, C. LABAUNE et H. A. BALDIS. *Physics of Plasmas*. **3**. 3777. 1996.
- [103] S. D. BATON et al. *Phys. Rev. E*. **49**. R3602. 1994.
- [104] H. A. BALDIS et al. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*. **5**. 3319. 1993.
- [105] H. A. BALDIS, J. C. SAMSON et P. B. CORKUM. *Phys. Rev. Lett.* **41**. 1719. 1978.
- [106] K. TANAKA et al. *Phys. Rev. Lett.* **48**. 1179. 1982.
- [107] W. SEKA et al. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*. **4**. 2232. 1992.
- [108] A. SIMON et al. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **29**. 1704. 1986.
- [109] A. SIMON et R. W. SHORT. *Phys. Rev. Lett.* **53**. 1912. 1984.
- [110] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. *Physics of Plasmas*. **14**. 012702. 2007.
- [111] H. X. VU, D. F. DUBOIS et B. BEZZERIDES. *Physics of Plasmas*. **9**. 1745. 2002.

- 
- [112] P. E. MASSON-LABORDE et al. *Physics of Plasmas*. **17**. 092704. 2010.
- [113] A. T. LIN et J. M. DAWSON. *Physics of Fluids (1958-1988)*. **18**. 201. 1975.
- [114] S. GUERIN et al. *Physics of Plasmas*. **2**. 2807. 1995.
- [115] W. THEOBALD et al. *Physics of Plasmas*. **19**. 102706. 2012.
- [116] S DEPIERREUX et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. **53**. 124034. 2011.
- [117] P. E. MASSON-LABORDE et al. *Physics of Plasmas*. **21**. 032703. 2014.
- [118] P. E. YOUNG, E. A. WILLIAMS et K. G. ESTABROOK. *Phys. Rev. Lett.* **73**. 1994.
- [119] L. YIN et al. *Physics of Plasmas*. **15**. 013109. 2008.
- [120] G. J. MORALES et T. M. O'NEIL. *Phys. Rev. Lett.* **28**. 417. 1972.
- [121] S. HÜLLER et al. *Physics of Plasmas*. **13**. 022703. 2006.
- [122] V. YAHIA. « Etude expérimentale de la modification des instabilités paramétriques en plasmas multiples ». Thèse de doct. Palaiseau, France : Ecole Polytechnique, 2014.
- [123] S. P. REGAN et al. *Physics of Plasmas*. **6**. 2072. 1999.
- [124] C. NIEMANN et al. *Phys. Rev. Lett.* **100**. 045002. 2008.
- [125] L. DIVOL. *Phys. Rev. Lett.* **99**. 155003. 2007.
- [126] J. D. MOODY et al. *Phys. Rev. Lett.* **86**. 2810. 2001.



## Résumé :

L'allumage par choc est un schéma de fusion réalisé en attaque directe qui se décompose en deux étapes. La première consiste en une compression de plusieurs nanosecondes à l'aide de faisceaux de quelques  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> et la seconde en l'utilisation de faisceaux d'intensité supérieure à plusieurs  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> pour créer un choc convergent déclenchant l'ignition. Le couplage du laser lors de la seconde étape soulève plusieurs questions. En effet, le laser doit traverser un plasma sous critique chaud, de taille millimétrique avant de déposer son énergie et créer le choc. Dans ce domaine mal connu expérimentalement et numériquement, on ne sait pas quelle sera la fraction d'énergie absorbée ou comment vont influencer les instabilités paramétriques sur la propagation. Dans ce manuscrit, nous proposons une étude expérimentale de l'interaction d'un faisceau d'intensité comprise entre  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> dans un plasma de l'ordre du millimètre et à une température proche du keV. D'abord, nous présentons les conditions d'interaction dans le plasma coronal. L'instabilité Brillouin est en régime de couplage fort, l'instabilité Raman est en régime cinétique et l'intensité est au-dessus du seuil de filamentation pondéromotrice. Expérimentalement, nous approchons au mieux les conditions hydrodynamiques données par l'étude théorique en utilisant des cibles de mousses et des feuilles minces préformées. Nous présentons les premières mesures résolues en temps des spectres rétrodiffusés du faisceau picoseconde, lissé par une lame de phase aléatoire, ainsi que la distribution d'intensité transmise dans ce type de plasma. Nous mettons en évidence des mesures d'énergie rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin pouvant atteindre 60% de l'énergie incidente pour les densités électronique de plasma les plus importantes. L'instabilité Raman n'induit quant à elle, pas de perte d'énergie conséquente. En ce qui concerne la distribution de l'intensité transmise, nous observons un lissage et une augmentation du diamètre de cette dernière par rapport à la tache focale à vide. Enfin nous surlignons l'importance de la prise en compte des instabilités paramétriques quant à la réussite du schéma d'allumage par choc en complétant nos observations avec résultats obtenus pour des impulsions nanoseconde moins intenses.

## Abstract :

Shock ignition is an alternative direct-drive scheme for inertial fusion that consists in two steps. The first one is a several nanoseconds long compression with low intensity beams. The second one is a several hundred of picoseconds stage using high intensity beams to create a converging shock leading to ignition. During the second phase, the laser beam goes through a long and hot under-critical plasma. However, the coupling of this intense pulse with the coronal plasma has not been much studied experimentally or numerically. Then, the energy absorbed as well as the role of parametric instabilities regarding reflected or transmitted intensity cannot be predicted. In this PhD dissertation, we describe an experimental study of an intense laser pulse between  $2.10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> and  $2.10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> interacting with millimetric plasma heated close to one keV. We begin with a theoretical description of the interaction conditions in the coronal plasma. Brillouin scattering is in strongly coupled regime, Raman instability is kinetic regime and laser intensity is above ponderomotive filamentation threshold. We recreate these interaction conditions experimentally by means of pre-heated targets which are foams or thin plastic foils. Then, we present the first measurements of time resolved backscattered spectra from the smoothed picosecond beam as well as transmitted intensity distribution through the plasma. We find that Brillouin instability can be responsible for up to 60% reflectivity in plasmas with electronic density close to critical while Raman reflectivity stays at low levels. Transmitted intensity distribution is smoothed by the propagation and its diameter increases compared to the laser focal spot in vacuum. Finally, we discuss interaction measurements in nanosecond regime to highlight the fact that parametric instabilities reduction is essential for shock ignition to be a successful scheme.