



HAL
open science

Etude expérimentale de l'interaction d'un laser Terawatt avec un plasma sous-dense: production d'une source brillante et courte d'électrons relativistes

Jérôme Faure

► To cite this version:

Jérôme Faure. Etude expérimentale de l'interaction d'un laser Terawatt avec un plasma sous-dense: production d'une source brillante et courte d'électrons relativistes. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2001. Français. NNT: . tel-00404299

HAL Id: tel-00404299

<https://pastel.hal.science/tel-00404299v1>

Submitted on 16 Jul 2009

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

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

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : physique des plasmas

par

Jérôme FAURE

**Étude expérimentale de l'interaction d'un laser
Terawatt avec un plasma sous-dense : production
d'une source brillante et courte d'électrons relativistes**

soutenue le 21 septembre 2001 devant le jury composé de :

M. Philippe Balcou	
M. Michel Decroisette	Rapporteur
M. Victor Malka	Directeur de thèse
M. Patrick Mora	Président
M. Guillaume Petite	
M. Vladimir Tikhonchuk	Rapporteur

à mes parents

Remerciements

Ce travail est l'aboutissement de trois années de recherche menées au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Je remercie donc Alain Migus, directeur du laboratoire de m'avoir permis de réaliser ma thèse dans cet environnement scientifique exceptionnel, tant par l'équipement disponible que par les chercheurs qui y travaillent. Je le remercie aussi de m'avoir présenté François Amiranoff la première fois que je suis venu visiter le LULI, alors jeune étudiant à la recherche d'un sujet de thèse. C'est ainsi que je me suis introduit dans le monde passionnant de l'interaction laser-plasma.

Je remercie donc François Amiranoff de m'avoir accueilli dans son groupe et d'avoir toujours été disponible pour discuter de mes résultats. J'ai beaucoup appris de sa rigueur scientifique, de son intuition physique et de sa façon d'envisager des modèles simples pour expliquer de la physique compliquée.

Je remercie les membres de mon jury pour leurs conseils et leur aide : Philippe Balcou, Patrick Mora, Guillaume Petite ainsi que mes rapporteurs Michel Decroisette et Vladimir Tikhonchuk.

La personne à qui je dois le plus, c'est Victor Malka, mon directeur de thèse. Il a été un guide merveilleux : scientifique fourmillant d'idées, toujours prêt à commencer une nouvelle expérience, d'un enthousiasme à toute épreuve, c'est sûrement lui qui m'a communiqué cette fièvre de la recherche expérimentale. Merci de m'avoir fait confiance, de m'avoir toujours soutenu et de m'avoir permis de devenir un chercheur indépendant.

Les personnes avec qui j'ai collaboré sont nombreuses et il me faudrait toutes les remercier : merci donc à Jean-Raphael Marquès avec qui j'ai aussi passé beaucoup de temps en salle expérience, il m'a montré ses techniques infailibles d'expérimentateur rompu à tous les "bugs" possibles et imaginables. Merci à Zulfikar Najmudin qui a été mon compagnon pendant cette longue expérience de l'été 1999 au Rutherford. Merci à Brigitte Cros et Gilles Matthieussent du LPGP pour les expériences sur les capillaires. Merci à Kim Ta Phuoc et Antoine Rousse du LOA pour les expériences Thomson X.

Je voudrais également remercier Erik Lefebvre pour ses simulations PIC qui ont permis de mieux comprendre et interpréter nos expériences. J'ai grandement apprécié son efficacité, sa rigueur et son intérêt envers un sujet qui n'était a priori pas le sien. J'espère que cette collaboration se poursuivra dans le futur. Les physiciens du CPHT ont également grandement contribué à l'interprétation et aux simulations de nos résultats. Merci en particulier à Andréi Solodov et Patrick Mora pour leur grande disponibilité et le temps qu'ils ont su accorder à nos longues discussions. Merci aussi à Anne Héron et Jean-Claude Adam pour leurs simulations PIC et les discussions qui m'ont

beaucoup appris sur le monde de la simulation numérique.

Je remercie tous les chercheurs du LULI et les thésards qui ont fait du laboratoire plus qu'un lieu de travail : un endroit où on se sent bien et où on discute de tout. Merci également aux chercheurs du LOA pour leur accueil chaleureux et enthousiaste. Finalement, je remercie tous les groupes techniques du LULI, LOA, Rutherford, qui ont largement contribué au succès des expériences. Au terme de ces trois années de thèse, j'ai le sentiment d'avoir accompli un travail de qualité mais aussi d'être entouré d'une communauté de chercheurs de haut niveau.

Ma vie ne se limite pas au laboratoire bien sûr, et ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans mes amis et les choses que l'on a partagées. Merci également à Laura pour son soutien et son amour, même dans les moments difficiles des expériences nocturnes.

Table des matières

Table des matières	vii
Introduction	1
1 Physique de l'interaction laser-plasma	9
1.1 Grandeurs physiques	10
1.1.1 Paramètres lasers	10
1.1.2 Paramètres plasma	12
1.1.3 Mouvement des électrons dans l'onde laser	14
1.2 Ionisation laser de milieux gazeux	17
1.2.1 Ionisation collisionnelle	17
1.2.2 Ionisation tunnel	17
1.2.3 Effets de l'ionisation	20
1.3 Instabilité Raman	24
1.3.1 Traitement temporel	25
1.3.2 Perturbation initiale	28
1.3.3 Raman avant : traitement spatio-temporel	29
1.3.4 Comparaison des instabilités 1D et 2D	35
1.3.5 Raman à grands angles, Raman arrière	37
1.4 Autofocalisation et guidage	39
1.4.1 Autofocalisation relativiste et pondéromotrice	40
1.4.2 Guidage dans des canaux de plasma	49
1.4.3 Instabilité Raman avant dans les canaux de plasma	50
1.5 Accélération par l'onde plasma	53
1.5.1 Piégeage dans l'onde plasma	54
1.5.2 Onde plasma non linéaire, déferlement	56
1.5.3 Piégeage par le Raman arrière	59
1.5.4 Autres effets dans l'accélération	60
1.5.5 Limitation de l'accélérateur laser-plasma	65
1.6 Accélération par le laser	67
1.7 Faisceaux d'électrons	69

1.7.1	Définition des paramètres	69
1.7.2	Propagation limitée par l'émittance	71
1.7.3	Propagation limitée par la charge d'espace	72
2	Expériences : Raman, autofocalisation	75
2.1	Outils expérimentaux	76
2.1.1	Laser "salle jaune" du LOA	76
2.1.2	Jets de gaz supersoniques	80
2.1.3	Schéma de l'expérience	81
2.2	Etude des instabilités Raman	82
2.2.1	Principe de la mesure	84
2.2.2	Spectres expérimentaux	86
2.2.3	Analyse des spectres et résultats	87
2.2.4	Modèle temporel simple	89
2.2.5	Spectres Raman arrière	94
2.2.6	Conclusion sur les instabilités	94
2.3	Etude de l'autofocalisation	96
2.3.1	Autofocalisation relativiste d'impulsions de 35 fs	97
2.3.2	Autofocalisation pondéromotrice	100
2.3.3	Autofocalisation à haute densité	104
2.3.4	Conclusion sur l'autofocalisation	107
2.4	Conclusions	109
3	Génération d'une source d'électrons	111
3.1	Diagnostics	112
3.1.1	Spectromètre à électrons	112
3.1.2	Intégrateur de charge	116
3.1.3	Diagnostic de profil du faisceau d'électrons	117
3.2	Seuils d'obtention de la source	118
3.2.1	Seuil en impulsion courte	118
3.2.2	Seuil en impulsion longue	120
3.3	Spectre des électrons, lois d'échelle	125
3.3.1	Spectre Maxwellien	125
3.3.2	Energie maximale	127
3.4	Simulation sur les mécanismes d'accélération	133
3.4.1	Simulations avec WAKE	135
3.4.2	Simulations PIC	137
3.4.3	Conclusion sur les simulations	141
3.5	Durée et profil spatial du faisceau	142
3.5.1	Etalement du paquet d'électrons	142
3.5.2	Profil spatial du faisceau d'électrons	144

3.5.3	Modèle de charge d'espace	146
3.6	Conclusion	152
4	Guidage	155
4.1	Guidage dans un canal de plasma préformé	156
4.1.1	Dispositif expérimental	157
4.1.2	Interférogrammes et guidage	157
4.1.3	Spectres Raman avant	160
4.1.4	Simulations et discussion	162
4.1.5	Conclusion	164
4.2	Autofocalisation dans un jet de 20 mm	165
4.2.1	Jet rectangulaire supersonique de 20 mm	167
4.2.2	Expérience d'autofocalisation	169
4.2.3	Conclusion	171
4.3	Création de plasmas longs avec un axicon	172
4.3.1	Focalisation par un axicon	173
4.3.2	Résultats expérimentaux	174
4.3.3	Conclusion	177
4.4	Conclusion sur le guidage	178
	Conclusion	179
A	Modèle 1D d'ionisation tunnel	185
A.1	Modèle	185
A.2	Résolution numérique	186
B	Calcul spatio-temporel du Raman avant	189
C	Conditions de guidage	193
C.1	Inhomogénéité radiale	193
C.2	Effets non linéaires	194
D	Publications	195
	Bibliographie	238

Introduction

Contexte

L'invention du laser en 1960 [Maiman 1960] a marqué le début d'une grande aventure scientifique et technologique. Les lasers sont maintenant utilisés quasiment partout dans notre vie quotidienne, de la détection des codes barres dans les supermarchés en passant par le lecteur de CD de notre salon. Les physiciens, quelques années seulement après l'avènement de cette nouvelle invention, commençaient à expérimenter et focalisaient ces lasers dans la matière afin de créer les premiers plasmas lasers. Un nouveau champ de recherche, dédié à l'étude de l'interaction d'ondes lumineuses intenses avec la matière était né : l'interaction laser-plasma. Jusqu'au milieu des années 80, la technologie laser permettait de délivrer des impulsions lumineuses de durée d'environ 1 ns (10^{-9} s) pour des intensités d'environ 10^{15} W.cm⁻². A l'époque, la motivation principale des physiciens de l'interaction laser-plasma provenait d'un rêve fou : la production et le contrôle de l'énergie de fusion thermonucléaire, l'énergie des étoiles. Les études effectuées dans les années 70 et 80 portaient donc essentiellement sur ce problème : il s'agissait de coupler l'énergie laser à la matière afin de la comprimer et de la chauffer pour atteindre des conditions de température et de pression proches de celles du soleil [Nuckolls *et al.* 1972, Lindl 1995]. Dans de telles conditions, les noyaux légers (hydrogène, hélium) seraient alors capables de fusionner tout en libérant une importante quantité d'énergie. A travers cette recherche, les physiciens se sont heurtés à de nombreux problèmes, d'ailleurs toujours d'actualité : la matière n'accepte pas si facilement la présence de fortes ondes lumineuses, les instabilités paramétriques [Drake *et al.* 1974] réfléchissent la lumière et diminuent l'efficacité du couplage de l'énergie laser à la matière.

Parallèlement à toutes ces études, la fin des années 80 a vu émerger une nouvelle technique d'amplification laser permettant d'atteindre des régimes d'impulsions totalement nouveaux. Ainsi, ces laser CPA [Strickland & Mourou 1985], ou "à dérive de fréquence", permettent aujourd'hui d'atteindre des

intensités lumineuses cent mille fois plus importantes ($10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$) et des durées d'impulsions de 10 femtosecondes (10^{-14} s). Ce nouveau régime de fonctionnement femtoseconde a ouvert l'utilisation des lasers à de nombreux autres domaines scientifiques car ces lasers sont maintenant la source électromagnétique la plus courte qui existe. On peut donc les utiliser pour sonder la matière sur des échelles de temps très courtes. Cela peut avoir une importance capitale pour la compréhension de certains phénomènes de cinétique rapide en chimie ou en biologie. Le prix Nobel de chimie a d'ailleurs été décerné en 1999 à A. H. Zewail, un chercheur qui utilise ces lasers ultra-courts pour résoudre la dynamique de réactions chimiques à l'échelle femtoseconde. Pour la physique, l'intérêt de telles impulsions est double : non seulement elles sont très courtes, mais elles ont aussi une intensité fantastique et les champs électriques que l'on peut leur associer n'ont pas encore été égalés en laboratoire. Lorsque la matière est soumise à de tels champs, elle est très rapidement ionisée : les champs sont si forts que les électrons sont directement arrachés aux atomes. Ce nouveau régime d'ionisation, dit "ionisation tunnel" se caractérise par le fait que le champ électrique du laser est plus fort que le champ qui lie les électrons aux atomes. De nombreuses études lui ont été consacrées au début des années 90. Dans le régime où l'intensité laser est proche de l'intensité d'ionisation ($10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$), la trajectoire complexe des électrons peut permettre de générer des harmoniques de la fréquence laser. La génération d'harmoniques élevées permet donc de générer des sources UV, voire X-UV de très courte durée d'impulsion (typiquement inférieure à la femtoseconde). Toute une partie de l'activité des physiciens de l'interaction laser-plasma est donc aujourd'hui tournée vers la génération de sources de courte longueur d'onde (UV, X) et de très courte durée d'impulsion.

A plus haute intensité ($> 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ pour des lasers de longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$), le laser interagit avec un plasma dont les électrons, sous l'action des champs lasers très intenses, oscillent à des vitesses proches de la vitesse de la lumière. Dans ce régime dit "relativiste", le champ magnétique de l'onde lumineuse ne peut plus être négligé et les électrons ont des trajectoires non-linéaires; on entre dans le domaine de l'optique nonlinéaire relativiste des électrons libres dans un plasma sous-dense [Mori 1997]. C'est dans ce cadre que se situe le travail exposé dans cette thèse. Outre les effets exotiques tels que l'autofocalisation, l'instabilité d'automodulation d'enveloppe et autres, ce régime permet d'accéder à des champs électriques oscillants de l'ordre de 10 TV/m , valeur inégalée pour un champ produit en laboratoire. Ces champs énormes ont inspiré à des chercheurs une idée permettant de faire le pont entre la physique de l'interaction laser-plasma et une autre discipline : la physique des particules.

La physique des particules et la physique des hautes énergies ont pour tâche de comprendre, d'expliquer et de modéliser la structure du monde subatomique. Ces disciplines sont également capitales pour établir des modèles cosmologiques car aux premiers instants de l'univers, les atomes n'étaient pas encore formés et toutes sortes de particules et anti-particules de haute énergie coexistaient. En provoquant les collisions d'électrons ou de protons accélérés à de très hautes énergies, on est alors capable de sonder la structure de la matière et de détecter de nouvelles particules. Ainsi, la découverte du Boson de Higgs, toujours d'actualité [[Collectif FermiLab 2001](#)], permettrait de compléter un des modèles prédominants de la physique des hautes énergies : le Modèle Standard. Le problème est donc d'accélérer des particules à des énergies suffisamment élevées pour pouvoir sonder la matière. Actuellement, un des plus grands accélérateurs, le LEP du CERN, accélère des électrons jusqu'à 100 GeV dans un anneau de 27 km de circonférence. Il a justement été utilisé abondamment pour détecter ce fameux Boson de Higgs mais les résultats n'ont pas été suffisamment probants pour pouvoir conclure. Il faudrait donc une machine plus grande et plus performante pour détecter cette particule.

On peut expliquer le gigantisme des accélérateurs actuels par des considérations simples. Pour accélérer une particule de charge q , il suffit de lui appliquer un champ électrique E_z sur une longueur l . La particule gagne alors une énergie $W_{max} = qE_z l$. Un premier problème se pose : le champ électrique peut difficilement dépasser 100 MV/m ; au-delà de cette valeur le champ électrique commence à "claquer" les parois de l'accélérateur et le détruit. On comprend donc que les accélérateurs soient grands : par exemple, l'accélérateur linéaire de Stanford accélère des électrons à 45 GeV sur 3 km. Les physiciens ont alors pensé à accélérer les particules dans des anneaux : les particules effectuant plusieurs passages dans le milieu accélérateur, il pensaient pouvoir réduire la taille des machines. Mais là encore un problème se pose : une particule dont la trajectoire est courbe perd de l'énergie par rayonnement synchrotron. Ainsi, après une trajectoire circulaire de rayon R , une particule d'énergie W et de masse m perd de l'énergie comme :

$$\Delta W \propto \frac{1}{R} \frac{W^4}{m^4}$$

On voit donc que pour atteindre de hautes énergies, il faut construire des machines de très grand rayon, d'où la taille de l'accélérateur du CERN.

Les lasers, en raison des champs électriques énormes qui leurs sont associés, pourraient donc être utilisés pour accélérer les particules et pour réduire d'autant plus les tailles des machines. Le plasma semble être le milieu accélérateur idéal puisqu'il est déjà claqué et peut supporter des champs électriques

très intenses. Le problème est donc de convertir le champ transverse oscillant du laser en un champ longitudinal. [Tajima & Dawson \[1979\]](#) ont proposé des solutions pour réaliser cette transformation dans l'interaction laser-plasma. En réalité, tout comme un bateau génère une onde dans son sillage, une impulsion laser de forte intensité crée une onde plasma, par le biais de la pression de radiation (ou force pondéromotrice) qu'elle exerce sur le plasma. Cette onde plasma n'est rien d'autre qu'un champ électrique longitudinal, de vitesse de phase proche de la vitesse de la lumière c , et convient donc parfaitement à l'accélération de particules. Dans un plasma, le champ électrique longitudinal peut atteindre des amplitudes de l'ordre de :

$$E_z = \frac{m_e c \omega_p}{e}$$

où m_e et e sont respectivement la masse et la charge d'un électron, ω_p est la fréquence plasma. Pour un plasma de densité $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, cela donne $E_z = 300 \text{ GV/m}$, soit plus de trois ordres de grandeurs au-dessus des champs électriques appliqués dans les accélérateurs conventionnels.

Sans parler pour l'instant de rivaliser avec les grands accélérateurs conventionnels, l'accélération laser-plasma semble avoir beaucoup de potentiel et elle pourrait peut-être permettre dans un premier temps de rendre plus accessible les petits accélérateurs. Par exemple, en médecine des accélérateurs produisant des électrons de 10 – 25 MeV sont utilisés pour traiter des cancers [[Scharf & Chomicki 1996](#)]. Des accélérateurs de 1 GeV sont utilisés dans les universités et mis à disposition de nombreuses communautés scientifiques comme source de lumière synchrotron ou laser à électrons libres.

Etat de l'art de l'accélération laser-plasma

Il existe maintenant de nombreuses équipes qui travaillent sur l'accélération laser de particules en Europe, aux Etats-Unis et au Japon. Au fur et à mesure des années, on s'est rendu compte qu'il existe plusieurs façons d'exciter une onde de plasma longitudinale avec un laser :

- Le sillage classique : on focalise une impulsion de durée $\tau \simeq \omega_p^{-1}$ dans un plasma de fréquence ω_p . La force pondéromotrice longitudinale (voir partie [1.1.3](#)) pousse les électrons alors que les ions restent immobiles sur des temps de l'ordre de τ en raison de leur masse élevée. Il s'établit une séparation de charge et lorsque l'impulsion est passée, les électrons se mettent à osciller autour des ions à ω_p . Comme l'impulsion est de durée ω_p^{-1} , les électrons sont poussés deux fois de façon résonante : une

fois par l'avant de l'impulsion et une fois par l'arrière. On peut ainsi créer une onde plasma longitudinale capable d'accélérer des particules.

- Le sillage par battement d'onde : on fait interférer dans le plasma deux impulsions décalées en fréquence de ω_p . Il s'ensuit un battement et une modulation de l'enveloppe à ω_p , on est donc ramené au cas précédent du sillage mais cette fois, avec un train d'impulsions résonantes.
- Le sillage automodulé : on focalise dans le plasma une impulsion de durée $\tau > \omega_p^{-1}$. Une petite onde plasma est générée par le front montant de l'impulsion et déclenche un processus instable : l'instabilité Raman avant (voir partie 1.3). Cette instabilité module l'enveloppe de l'impulsion à ω_p . Par conséquent, la force pondéromotrice associée à cette enveloppe est capable d'exciter une onde plasma très intense. L'onde plasma est si intense qu'elle déferle, piège les électrons du plasma et engendre un jet d'électrons relativistes.

La faisabilité de l'accélération de particules par des ondes plasmas a été démontrée dans plusieurs expériences (pour une revue des expériences voir [Esarey et al. \[1996\]](#)). Historiquement, les premières expériences ont été réalisées dans le cadre du battement d'onde car on ne disposait pas à l'époque de lasers suffisamment courts et intenses pour exciter les ondes plasma de façon résonnante. Plusieurs équipes [[Amiranoff et al. 1992](#), [Clayton et al. 1994](#)] ont ainsi mis en évidence l'excitation de champs électriques de l'ordre de 3 GV/m. Des électrons provenant d'une source extérieure étaient alors injectés dans le plasma et des gains d'énergie de plusieurs dizaines de MeV ont été observés.

Récemment, une expérience à l'École Polytechnique [[Amiranoff et al. 1998](#)] a prouvé la validité du sillage classique : une impulsion courte était utilisée pour générer des champs de 1.5 GV/m. Des électrons étaient injectés dans le plasma, et des gains d'énergie de 1.6 MeV ont été observés.

Finalement à partir de 1995, de nombreux groupes ont réalisé des expériences de sillage automodulé [[Modena et al. 1995](#), [Umstadter et al. 1996a](#), [Moore et al. 1997](#)], démontrant la génération d'un faisceau d'électrons relativistes, avec des énergies allant jusqu'à 100 MeV, et cela sans injection préalable d'électrons. Des gradients d'accélération de l'ordre de 100 GV/m ont été mesurés lors de ces expériences.

Il faut noter que toutes ces expériences de démonstration de principes ont été réalisées sur de relativement grosses installations. Les lasers utilisés comportaient des amplificateurs à verre dopé au Néodyme et par conséquent étaient limités à quelques tirs par heure.

Objectif de la thèse

Cette thèse est une étude expérimentale détaillée du sillage automodulé. Le premier but de ce travail est de montrer que l'on peut générer une source d'électrons relativistes par laser sur des installations beaucoup plus souples et légères. En particulier, on a cherché à utiliser un laser à haut taux de répétition (10 tirs par seconde) afin d'ouvrir rapidement la porte aux diverses applications de la source d'électrons. L'utilisation d'un tel laser a également permis d'explorer le régime de l'interaction en impulsion ultra-courte (35 fs), jusqu'alors inaccessible. Le haut taux de répétition a permis de caractériser la source d'électrons ainsi que de nombreux phénomènes physiques en détail. Le deuxième but de cette thèse est de commencer des expériences de deuxième génération visant à augmenter les performances de la source d'électrons. En particulier, nous nous sommes penché sur diverses méthodes destinées à obtenir les distances d'accélération centimétriques et à augmenter l'énergie des électrons à 1 GeV.

- Le premier chapitre de la thèse est essentiellement un travail bibliographique. On y présente la théorie des phénomènes physiques de l'interaction laser-plasma nécessaire à la compréhension des expériences. On passera en revue les mécanismes d'ionisation, les instabilités Raman, l'autofocalisation relativiste et pondéromotrice ainsi que les mécanismes d'accélération. On passera brièvement sur le comportement d'un faisceau d'électrons se propageant dans le vide.
- Le deuxième chapitre est consacré à l'étude expérimentale de phénomènes nonlinéaires dans l'interaction laser-plasma. L'utilisation du laser du LOA nous a permis d'obtenir des mesures résolues en temps sur la dynamique des instabilités Raman. Nous avons également pu étudier l'autofocalisation relativiste en impulsion très courte.
- Le troisième chapitre est consacré à l'étude détaillée de la source des électrons : on y étudie les conditions d'obtention des électrons, leur nombre, leur énergie, leur distribution spatiale. . . On y présente également des simulations permettant d'affiner la compréhension des mécanismes en jeu.
- Finalement, le dernier chapitre présente les résultats expérimentaux sur le guidage d'impulsions laser intenses dans le plasma. La première expérience porte sur la propagation d'une impulsion ultra-intense dans un canal de plasma préformé. Dans la seconde expérience, on tente de réaliser l'autofocalisation d'une impulsion sur une longueur de 2 cm. Enfin, la dernière expérience étudie la possibilité de former des canaux de plasma centimétriques en utilisant un axicon pour focaliser le laser.

Le travail présenté ici est essentiellement centré sur l'accélération laser de particules mais certains résultats sont d'un intérêt plus général. La partie sur le guidage concerne toute application dans laquelle on cherche à propager des impulsions laser très intenses sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh : la génération d'harmoniques [McPherson *et al.* 1987, L'Huillier & Balcou 1993], la génération de continuum [Corkum *et al.* 1986], le laser X [Burnett & Enright 1990, Amendt *et al.* 1991]. Enfin, les expériences sur la propagation et l'interaction de l'impulsion du LULI dans un canal préformé approchent les conditions de "l'allumeur rapide" de Tabak *et al.* [1994]. Dans ce schéma alternatif au schéma classique de fusion par confinement inertiel, il est prévu d'allumer la cible quelque peu différemment. Comme dans le schéma classique, un grand nombre de faisceaux nanosecondes est focalisé sur la cible pour réaliser sa compression. Un faisceau intense de 100 ps est ensuite utilisé pour creuser un canal jusqu'au coeur de la cible. L'allumage est alors réalisé par une autre impulsion picoseconde et ultra-intense que l'on injecte dans le canal. Cette impulsion doit se propager sur plusieurs millimètres de plasma sous-dense avant d'atteindre le coeur. Cette situation est donc très semblable à nos expériences réalisées au LULI.

Chapitre 1

Physique de l'interaction laser-plasma

Dans ce chapitre, nous allons introduire les notions fondamentales de la physique de l'interaction laser-gaz en impulsion courte. Ceci nous permettra de comprendre les expériences et d'établir des modèles simples pour les interpréter.

Ce chapitre sera structuré comme suit :

- Dans un premier temps, nous définirons les grandeurs physiques, laser et plasma, dont nous aurons besoin tout au long de cette thèse. Les unités MKSA seront utilisées de manière systématique, sauf en ce qui concerne les températures qui seront exprimées en eV.
- Nous nous intéresserons ensuite à la création du plasma par ionisation. Nous verrons que dans le régime d'intensité auquel nous opérons, l'ionisation a lieu très tôt, a peu d'effets sur l'interaction et le gros de l'impulsion interagit avec un plasma complètement ionisé.
- Le plasma étant créé, nous décrirons les principales instabilités qui vont intervenir : l'instabilité Raman, l'autofocalisation et la filamentation.
- Nous décrirons ensuite les différents mécanismes d'accélération d'un électron dans l'interaction du laser avec le plasma.
- Finalement, nous finirons par une brève introduction à la dynamique d'un faisceau d'électrons se propageant dans le vide.

1.1 Grandeurs physiques

1.1.1 Paramètres lasers

Généralités

Le champ électrique d'une onde plane polarisée linéairement s'écrit :

$$(1.1) \quad \mathbf{E}(z, t) = \frac{E_0}{2} \exp \left[-i(k_0 z - \omega_0 t) \right] \mathbf{u}_x + \text{c.c.}$$

où k_0 et ω_0 sont respectivement la norme du vecteur d'onde et la fréquence de l'onde.

On peut alors définir un paramètre très utile dès lors que l'on focalise un laser sur une cible : l'intensité I^1 , exprimée en W.cm^{-2} , est la puissance rayonnée par unité de surface, ou bien encore la moyenne temporelle du vecteur de Poynting. Cela donne en polarisation linéaire² :

$$(1.2) \quad I = \langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2$$

On définit une grandeur sans dimension qui est très utilisée dans l'interaction laser-plasma : le vecteur potentiel normalisé \mathbf{a} :

$$(1.3) \quad \mathbf{a} = \frac{e\mathbf{A}}{m_e c}$$

où e et m_e sont la charge et la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière et \mathbf{A} , le vecteur potentiel : $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$.

Faisceaux gaussiens

Les faisceaux lasers que nous avons utilisés pour nos expériences ne sont bien sûr pas des ondes planes. Ce sont des lasers à dérive de fréquence [Strickland & Mourou 1985, Mourou & Umstadter 1992] (ou CPA pour Chirped Pulse Amplification) et on peut les assimiler à des faisceaux gaussiens. Le champ laser peut être décomposé en deux parties, l'une spatiale et l'autre temporelle :

$$(1.4) \quad \mathbf{E}(r, z, t) = \frac{E_0}{2} f(r, z) e^{-ik_0 z} g(t) e^{i\omega_0 t} \mathbf{u}_x + \text{c.c.}$$

¹Par abus de langage, on utilisera le terme intensité tout au long de cette thèse. Le terme exact selon la terminologie française est en réalité "l'éclairement".

²En polarisation circulaire : $I = c\epsilon_0 E_0^2$.

Le spectre en fréquence des lasers CPA est bien souvent gaussien. L'impulsion laser est de plus limitée par sa transformée de Fourier, sa forme temporelle est donc elle aussi gaussienne :

$$(1.5) \quad g(t) = \exp \left[-2 \ln 2 (t/\tau_0)^2 \right]$$

où τ_0 est la durée d'impulsion à mi-hauteur.

La partie spatiale du champ électrique de tels lasers est une solution exacte de l'équation d'onde paraxiale dans le vide :

$$(1.6) \quad \nabla_{\perp}^2 E(r, z) - 2ik_0 \frac{\partial E(r, z)}{\partial z} = 0$$

On peut donc écrire $f(r, z)$ sous forme d'une onde sphérido-gaussienne [Siegmann 1986] :

$$(1.7) \quad f(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - ik_0 \frac{r^2}{2R(z)} \right] e^{i\phi(z)}$$

où $w(z)$ est le rayon du faisceau à $1/e$ en amplitude du champ électrique. $R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde. Lorsque le laser se propage selon z , $w(z)$ et $R(z)$ évoluent selon :

$$(1.8) \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$$

$$(1.9) \quad R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$$

où w_0 est le rayon du faisceau dans le plan focal ($z = 0$), à $1/e$ en amplitude. La longueur de Rayleigh z_R est définie par $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}$, c'est la longueur pour laquelle l'intensité laser reste importante comparée à I_0 . Lorsque le laser s'est propagé d'une longueur de Rayleigh, son intensité est divisée par 2 : $I(r = 0, z = z_R) = I(r = 0, z = 0)/2$.

Dans le cas d'un faisceau gaussien, l'intensité pic au point focal peut s'écrire :

$$(1.10) \quad I(r, t) = I_0 \exp \left[-2 \frac{r^2}{w_0^2} \right] \exp \left[-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2} \right]$$

et I_0 est l'intensité maximale définie par :

$$(1.11) \quad I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$$

où $P = 2\sqrt{\ln 2/\pi}U/\tau_0 \simeq U/\tau_0$ est la puissance du laser en W (U est ici l'énergie du laser en J).

Les quantités I_0 et a_0 , valeur pic du potentiel vecteur normalisé sont liées par la relation suivante (polarisation linéaire³) :

$$(1.12) \quad a_0 = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda^2 I_0 \right)^{1/2}$$

Ce qui donne en unités pratiques :

$$(1.13) \quad a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \lambda [\mu\text{m}] I^{1/2} [\text{W.cm}^{-2}]$$

Les paramètres typiques du laser du LULI sont $E = 10$ J, $\tau = 300$ fs, $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, d'où une puissance de $P = 30$ TW. Avec une focale de $f = 1.8$ m, le faisceau laser atteint un rayon de $w_0 = 20 \mu\text{m}$ et une intensité pic de $I_0 = 5 \times 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$ et $a_0 = 2$.

Le champ laser décrit jusqu'à maintenant a été obtenu en faisant l'hypothèse de l'approximation paraxiale. Cette hypothèse est raisonnable dans le cas des lasers qui nous intéressent : les modes lasers se forment dans des cavités dont la dimension longitudinale est bien plus grande que la dimension transverse. De même, les systèmes de focalisation que nous utilisons dans les expériences ont une ouverture relativement petite (typiquement $N = f/D > 10$). Cette approximation est donc valide pour décrire la propagation du laser dans le vide et le champ électrique peut être considéré comme purement transverse. Cependant, il faut garder à l'esprit qu'il ne s'agit pas là d'une solution exacte ; en particulier cette solution ne vérifie pas les équations de Maxwell : $\nabla \cdot \mathbf{E} = \partial E / \partial x \neq 0$. Pour que cette équation soit vérifiée, il faut donc introduire un champ longitudinal. Cette correction peut jouer un rôle important lorsque l'on considère le mouvement d'un électron dans un champ laser réel [Quesnel & Mora 1998]. Nous utiliserons cet argument dans la suite (au chapitre 3) pour expliquer certains de nos résultats expérimentaux⁴.

Dans le tableau 1.1, les paramètres typiques des lasers du LULI et du LOA tels que nous les avons utilisés sont rappelés.

1.1.2 Paramètres plasma

Un plasma se caractérise par une série de grandeurs macroscopiques : les températures électroniques et ioniques T_e et T_i , exprimées en eV, la densité

³En polarisation circulaire : $a_0^{circ} = a_0^{lin}/\sqrt{2}$

⁴Un calcul plus complet du champ laser, comportant une partie transverse et une correction longitudinale, a été conduit par Quesnel & Mora [1998]

	$\lambda_0[\mu\text{m}]$	$\tau_0[\text{fs}]$	$U[\text{J}]$	$w_0[\mu\text{m}]$	$P[\text{TW}]$	$I[\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}]$	a_0	$z_R[\text{mm}]$
LULI	1.057	300	10	20	30	5×10^{18}	2	1.2
LOA	0.8	30	0.6	6	20	2×10^{19}	3	0.140

TAB. 1.1 – Paramètres typiques des lasers LULI et LOA pour nos conditions d'utilisation.

électronique n_e en cm^{-3} et l'état de charge moyen du plasma $\langle Z \rangle$. Toutes les expériences présentées dans cette thèse ont été réalisées dans des plasmas d'Hélium complètement ionisés : $\langle Z \rangle = Z = 2$. Les autres paramètres ont été déterminés expérimentalement et sont d'une importance cruciale car ils conditionnent l'interaction laser-plasma.

A partir de ces paramètres initiaux, on définit d'autres grandeurs caractéristiques de la physique des plasmas. La fréquence plasma est la fréquence naturelle d'oscillation des électrons dans un plasma froid :

$$(1.14) \quad \omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

De même, la fréquence d'oscillation naturelle des ions est :

$$(1.15) \quad \omega_{pi} = \sqrt{Z \frac{m_e}{m_i}} \omega_p$$

Les ions étant beaucoup plus lourds que les électrons ($m_i/m_e \simeq 7000$ dans le cas de l'Hélium), ils bougent plus lentement que les électrons.

Relations de dispersion

Une onde électromagnétique peut se propager dans un plasma à condition que sa fréquence soit supérieure à la fréquence plasma : $\omega_0 > \omega_p$. Cela revient à dire que le plasma doit être sous-dense : $n_e < n_c$, où n_c est la densité critique, $n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$. Une onde électromagnétique vérifie alors la relation de dispersion suivante :

$$(1.16) \quad \omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$$

Les ondes plasmas électroniques sont essentiellement des ondes électrostatiques et peuvent s'écrire sous la forme générale :

$$(1.17) \quad \delta n = \delta n_0 \exp[-i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_{pe} t)]$$

Ces ondes vérifient l'équation de dispersion :

$$(1.18) \quad \omega_{pe}^2 = \omega_p^2 + 3k_p^2 v_{th}^2$$

où $v_{th} = (T_e/m_e)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons. Ces ondes sont d'une importance capitale pour l'accélération laser de particules puisque que ce sont les champs électriques qui leurs sont associés qui réalisent l'accélération des électrons dans le plasma.

Finalement, des ondes acoustiques ioniques peuvent également exister dans un plasma ; elles vérifient l'équation de dispersion :

$$(1.19) \quad \omega_i^2 = k_i^2 c_s^2$$

où c_s est la vitesse acoustique ionique :

$$(1.20) \quad c_s[\text{cm.s}^{-1}] = 9.79 \times 10^5 \left(\frac{T_e[\text{eV}]}{\mu} \right)^{1/2} \sqrt{Z + \frac{3T_i}{T_e}}$$

où $\mu = m_i/m_p$ et m_p est la masse d'un proton. Ces ondes ne sont pas essentielles pour l'étude de l'interaction laser-plasma en impulsion courte car les perturbations de densité ionique ne commencent à apparaître en général qu'après quelques picosecondes en raison de l'inertie des ions. Cependant, aux hautes densités, des effets liés aux ions peuvent tout de même apparaître car ω_{pi}^{-1} devient comparable à la durée d'impulsion : à $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), $\omega_{pi}^{-1} \simeq 300 \text{ fs}$ ($\omega_{pi}^{-1} \simeq 100 \text{ fs}$).

1.1.3 Mouvement des électrons dans l'onde laser

Mouvement d'oscillation transverse

Dans la limite d'une onde plane (cf. equation 1.1), le mouvement d'un électron soumis au champ électrique est purement transverse selon \mathbf{u}_x :

$$(1.21) \quad \frac{\partial \gamma_{\perp} v_{\perp}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E = c \frac{\partial a}{\partial t}$$

où $\gamma_{\perp} = (1 - v_{\perp}^2/c^2)^{-1/2}$ est le facteur relativiste de l'électron. On a donc $a = \gamma_{\perp} v_{\perp}/c$, et donc $\gamma_{\perp} = (1 + a_0^2/2)^{1/2}$ en polarisation linéaire⁵. Lorsque $a_0 \geq 1$ (soit pour des intensités laser de $I_0 > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$), la vitesse des électrons devient relativiste. Ce régime relativiste est la cause de tout un éventail de phénomènes physiques intéressants comme l'autofocalisation relativiste par exemple.

⁵En polarisation circulaire $\gamma_{\perp} = (1 + a_0^2)^{1/2}$

Force pondéromotrice

Dans le cas d'une impulsion courte et de haute intensité, le mouvement de l'électron est plus compliqué. Par simplicité, nous traiterons ici le cas où les électrons oscillent à des vitesses non relativistes. Ce calcul est présenté en détail dans de nombreux ouvrages [Kibble 1966, Kruer 1988]. On commence par l'équation fluide du mouvement électronique :

$$(1.22) \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

On peut décomposer la vitesse en deux termes, le premier linéaire et le second non linéaire : $\mathbf{v} = \mathbf{v}_l + \mathbf{v}_{nl}$. L'équation sur le terme linéaire revient à l'équation 1.21 dans sa limite non relativiste :

$$(1.23) \quad \frac{\partial \mathbf{v}_l}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}$$

Ce terme représente donc un mouvement d'oscillation transverse de l'électron à la fréquence laser.

L'équation sur le terme non linéaire s'écrit après développement et en moyennant sur la période laser :

$$(1.24) \quad \frac{\partial \mathbf{v}_{nl}}{\partial t} = \mathbf{F}_p / m_e = -\frac{\nabla I}{2cn_c} / m_e$$

Cette force, liée au gradient de l'intensité laser a donc tendance à pousser les électrons hors des zones de champs forts. Pour une impulsion très focalisée, il existe un gradient radial de l'intensité et les électrons sont poussés dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation. L'impulsion étant courte, il existe aussi un gradient longitudinal de l'intensité et les électrons sont expulsés dans la direction de la propagation. Ces différentes possibilités pour le mouvement des électrons sont résumées sur la figure 1.1.

La force pondéromotrice dérive d'un potentiel : $\mathbf{F}_p = -\nabla \phi_p$. Le potentiel pondéromoteur peut donc s'écrire :

$$(1.25) \quad \phi_p = \frac{I}{2cn_c} = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega_0^2}$$

Pour conclure, dans le cadre de nos expériences, il est clair que le cas relativiste est atteint et les résultats exposés ci-dessus ne suffisent plus. Le calcul de la force pondéromotrice a été repris en régime relativiste dans le cas d'un plasma très sous-dense [Mora & Antonsen 1996, 1997].

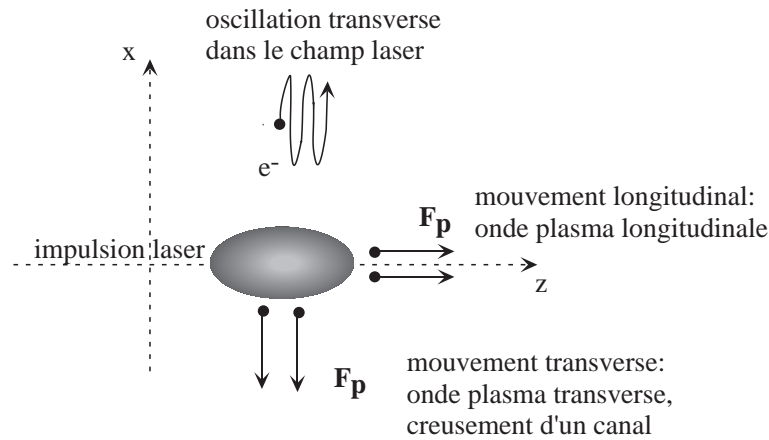


FIG. 1.1 – Schéma récapitulant les différentes composantes du mouvement d'électrons soumis à un champ laser intense.

Remarque

Le problème du mouvement d'un électron dans un plasma soumis à un champ relativiste a été étudié dès 1956 par [Akhiezer & Polovin \[1956\]](#). Plus récemment, il a été démontré qu'en polarisation linéaire, une onde transverse relativiste ne peut se propager dans un plasma : pour que l'onde se propage, il faut qu'une composante longitudinale apparaisse [[Kaw & Dawson 1970](#), [Guérin 1996](#)]. Dans le régime relativiste, les électrons n'effectuent pas simplement des oscillations transverses mais leur mouvement décrit des figures en forme de huit. L'existence de ce champ laser longitudinal peut avoir des conséquences sur l'accélération des particules du plasma et ce champ entre en compétition avec le champ longitudinal des ondes plasma.

Remarquons que le mouvement des électrons en forme de huit a récemment été mis en évidence expérimentalement par l'observation d'harmoniques de la fréquence laser par [Chen *et al.* \[1998a\]](#).

1.2 Ionisation laser de milieux gazeux

Dans nos expériences l'impulsion laser interagit en premier lieu avec un gaz (le plus souvent l'Hélium). L'intensité du laser est tellement élevée que le gaz est très vite ionisé. Il convient cependant d'identifier correctement les mécanismes d'ionisation ainsi que leurs conséquences éventuelles.

1.2.1 Ionisation collisionnelle

En impulsion longue (1 ns), il suffit de quelques électrons libres dans le milieu pour que l'ionisation collisionnelle [Zel'dovich & Raizer 1967, Denavit & Phillion 1994] démarre. Les électrons sont chauffés par Bremsstrahlung inverse et l'ionisation se fait par collisions électron-atome ou électron-ion. Cependant dans les conditions qui nous intéressent (densités de $n_e = 10^{18} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et températures de $T_e = 10 - 1000 \text{ eV}$), les temps de collisions sont bien trop longs par rapport à la durée d'impulsion pour que ce mécanisme domine. Par exemple dans le cas de l'Hélium, l'apparition de l'espèce He^+ se calcule selon l'équation suivante :

$$(1.26) \quad \frac{\partial n_{\text{He}^+}}{\partial t} = n_e n_a S_{\text{He}^+}$$

où n_a est la densité d'atomes neutres, n_{He^+} la densité d'ion He^+ , et S_{He^+} est le taux d'ionisation collisionnel pour l'ion He^+ . On peut donc en tirer un temps d'ionisation typique pour l'ion He^+ :

$$(1.27) \quad t_{\text{He}^+} = \frac{1}{n_a S_{\text{He}^+}}$$

Ce temps, représenté sur le figure 1.2 est de l'ordre de la dizaine de picoseconde pour une température de 10 eV et de l'ordre de la picoseconde pour une température de 1 keV. On voit donc que pour des impulsions femtosecondes, ce processus n'est pas dominant.

1.2.2 Ionisation tunnel

En réalité, dans les régimes qui nous intéressent, ce ne sont pas les collisions mais le champ laser lui-même qui va réaliser l'ionisation du milieu. En effet, le champ électrique du laser est si élevé qu'il est capable d'abaisser fortement la barrière de potentiel qui maintient les électrons en orbite autour du noyau. La barrière est abaissée de telle sorte que les électrons ont

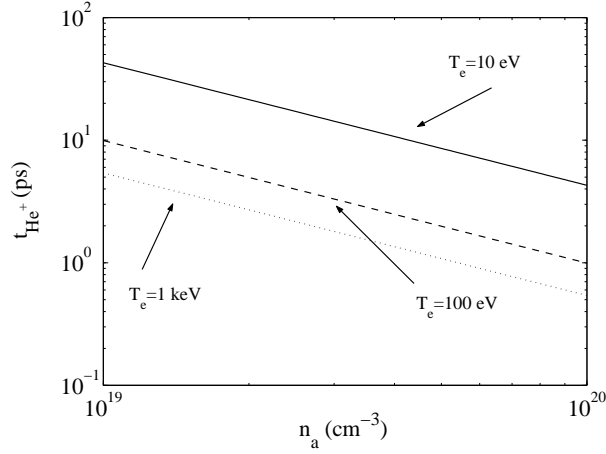


FIG. 1.2 – Temps d'apparition de l'ion He^+ en fonction de la densité d'atomes et pour plusieurs températures.

une probabilité non nulle de la franchir ; c'est l'ionisation par effet tunnel [Keldysh 1965, Ammosov *et al.* 1986]. Dans le cas d'un champ laser très fort, la barrière de potentiel peut être complètement abaissée et l'électron est libéré, c'est le cas de l'ionisation par suppression de barrière [Krainov & Shokri 1995, Augst *et al.* 1991]. Finalement pour des champs plus faibles, la probabilité de transition par effet tunnel est trop faible et c'est l'absorption multi-photonique qui va causer l'ionisation [Keldysh 1965].

Le problème de l'ionisation d'un atome dans un champ laser intense a été résolu par Keldysh [1965]. Le mécanisme d'ionisation dominant peut-être identifié en calculant le paramètre de Keldysh γ_K :

$$(1.28) \quad \gamma_K = \left(\frac{E_i}{2\phi_p} \right)^{1/2}$$

où E_i est le potentiel d'ionisation de l'atome et ϕ_p le potentiel pondéromoteur définit plus haut (équation 1.25). Dans le cas $\gamma_K > 1$, le champ électrique n'est pas assez élevé pour abaisser la barrière coulombienne et l'ionisation est dans un régime multi-photonique. Dans le cas contraire, $\gamma_K < 1$ l'ionisation tunnel est possible.

Dans le cas de nos expériences avec l'Hélium, $I > 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ ce qui donne un potentiel $\phi_p > 6000 \text{ eV} \gg E_i(\text{He}^{2+}) = 54.4 \text{ eV}$. On voit que l'on est largement dans le cas de l'ionisation tunnel. En fait, à de telles intensités, on est même dans le régime de l'ionisation par suppression de barrière. Dans ce régime, la barrière de potentiel est ramenée au niveau fondamental de l'atome et l'électron est libre. Le potentiel auquel l'atome est soumis pendant

atome	$I_{sb} [\text{W.cm}^{-2}]$	
	1+	2+
H	1.4×10^{14}	
He	1.4×10^{15}	8.8×10^{15}

TAB. 1.2 – *Intensité minimum pour l’ionisation par suppression de barrière pour des gaz différents.*

l’interaction avec le laser peut s’écrire :

$$(1.29) \quad V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - eEr$$

Ce potentiel est maximum au point r_M tel que $\partial V/\partial r|_{r_M} = 0$. Cela donne $r_M = \pm\left(\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 E}\right)^{1/2}$. Lorsque ce potentiel au point r_M est supérieur au potentiel d’ionisation, l’atome est directement ionisé. A partir de la condition $V(r_M) = E_i$, on peut en déduire une intensité minimum pour ce régime d’ionisation par suppression de barrière. On obtient alors l’intensité suivante :

$$(1.30) \quad I_{sb} = \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 c E_i^4}{2e^6 Z^2}$$

Ce qui donne en unités pratiques :

$$(1.31) \quad I_{sb}[\text{W.cm}^{-2}] = 4 \times 10^9 \frac{E_i^4[\text{eV}]}{Z^2}$$

La table 1.2 montre les intensités minimales nécessaires pour atteindre le régime d’ionisation par suppression de barrière. Les expériences que nous avons réalisées dans l’Hélium à des intensités allant de $I = 10^{17}$ à $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ correspondent donc bien à ce régime. L’ionisation est réalisée très rapidement en quelques cycles optiques seulement.

J’ai écrit un code mono-dimensionnel décrivant la propagation d’une impulsion laser et l’ionisation du gaz. Ce code est décrit de façon plus complète dans l’annexe A. La figure 1.3 montre le résultat d’une simulation obtenue pour $I = 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, $n_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans l’Hélium. La simulation confirme bien que l’ionisation ne prend que quelques femtosecondes. On remarquera que l’ionisation a lieu bien avant le pic de l’impulsion. Dans le cas d’une impulsion ultra-intense ($I > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$), l’ionisation a vraiment lieu dans les pieds de l’impulsion et devient, par là même, un phénomène négligeable quant au reste de l’interaction.

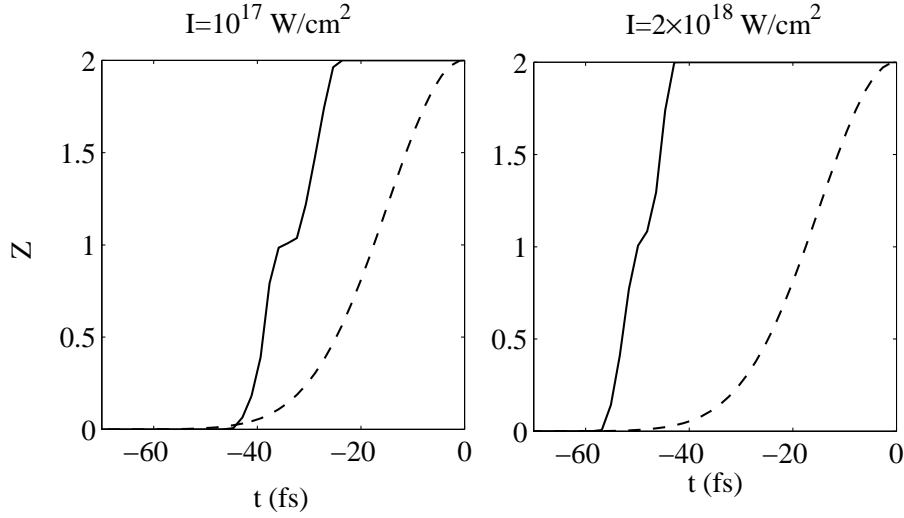


FIG. 1.3 – Simulation de l'ionisation de l'Hélium à $n_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour deux intensités différentes. Ligne pleine : état d'ionisation du plasma Z ; ligne discontinue : enveloppe temporelle de l'intensité.

1.2.3 Effets de l'ionisation

Le laser, via l'ionisation, provoque un changement dans l'indice de réfraction du milieu qu'il traverse. Ceci peut avoir des conséquences importantes sur l'interaction. En effet, le fait que l'intensité laser soit une fonction du temps t et de la dimension radiale r , provoque une dépendance de la densité électronique en t et r . L'indice dépend alors également de r et de t . Comme en optique non linéaire, ces variations de l'indice sont la conséquence d'une réponse non linéaire du milieu au champ laser. Par exemple, la réponse temporelle de l'indice d'un milieu diélectrique provoque l'auto-modulation de phase [Agrawal 1995] et un élargissement spectral du spectre de l'impulsion. De même la réponse spatiale de l'indice d'un diélectrique provoque l'autofocalisation de l'impulsion laser [Shen 1984, Boyd 1993]. Des effets non linéaires similaires existent dans le cas de l'ionisation (par exemple l'automodulation de phase [Yablonovitch 1974]).

Effets spatiaux : réfraction due à l'ionisation

L'intensité sur l'axe étant plus importante que sur les bords de l'impulsion, l'ionisation va se faire plus rapidement sur l'axe. Cela conduit à une densité électronique plus importante sur l'axe que sur les bords et l'indice du plasma est alors inhomogène transversalement. Pour un plasma peu dense,

$n_e/n_c \ll 1$ et l'indice du plasma peut s'écrire :

$$(1.32) \quad \eta \simeq 1 - \frac{n_e}{2n_c}$$

L'indice du plasma est donc plus faible sur l'axe que sur les bords. Le plasma agit donc comme une lentille divergente et défocalise l'impulsion laser.

Ce phénomène de réfraction induite par l'ionisation [Rae 1993, Rankin *et al.* 1991] a été observé expérimentalement [Monot *et al.* 1992, Malka *et al.* 1996, De Wispelaere 1997, Chessa *et al.* 1999] et il est très gênant dans le cas où une impulsion est focalisée dans une enceinte remplie de gaz. En effet, l'ionisation commence bien avant que le laser ne se focalise complètement et la réfraction induite empêche la focalisation et l'obtention de hautes intensités.

Cependant, dans le cas de nos expériences, ce phénomène est négligeable principalement pour deux raisons :

- Dans nos expériences, le laser est focalisé au bord d'un jet de gaz supersonique. L'intensité au point de focalisation est donc atteinte dès le début de l'interaction et l'ionisation n'y change rien.
- L'Hélium est très facile à ioniser aux intensités auxquelles nous travaillons. Cela réduit donc les inhomogénéités transverses de la densité électronique : l'Hélium est très rapidement ionisé deux fois. De plus, l'intensité des lasers utilisés est de l'ordre de : $I \sim 10^{18} \text{ W.cm}^{-2} \gg I_{sb}(He^{2+})$. Cela implique donc que le plasma est complètement ionisé et uniforme dans un grand volume.

Effets temporels : décalage en fréquence

Lorsqu'un laser se propage dans un gaz qu'il ionise, il fait l'expérience d'un brusque changement d'indice de réfraction. Ce changement de l'indice du milieu a des conséquences importantes sur l'onde qui se propage. Si l'on prend une onde plane, sa phase intégrée sur une longueur de propagation L s'écrit simplement :

$$(1.33) \quad \phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} L \eta(t)$$

On peut alors définir une fréquence instantanée ω_t (c'est la fréquence de l'onde à un endroit donné dans le référentiel de l'impulsion) :

$$(1.34) \quad \omega_t = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} L$$

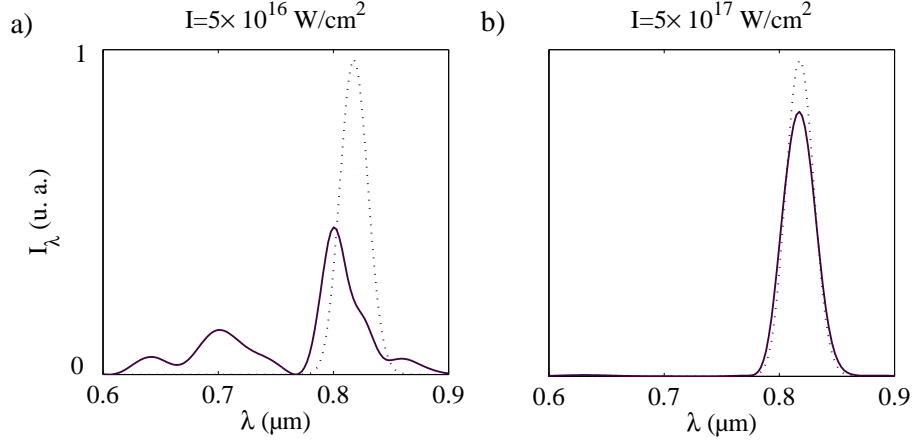


FIG. 1.4 – Simulation 1D du décalage spectral pour une propagation de $200 \mu\text{m}$ dans un gaz d'Hélium avec une densité d'atomes de $n_a = 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. a : impulsion courte de $\tau = 35 \text{fs}$, avec une intensité laser de $I = 5 \times 10^{16} \text{W.cm}^{-2}$; spectre initial : pointillés, spectre final : trait plein. b : même chose avec $I = 5 \times 10^{17} \text{W.cm}^{-2}$.

En exprimant l'indice η en fonction des paramètres du plasma, on peut exprimer le décalage de la fréquence instantanée dû à l'ionisation :

$$(1.35) \quad \Delta\omega = \omega_t - \omega_0 = \frac{\omega_0 L}{2cn_c} \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

Dans le cas de l'ionisation, $\partial n_e / \partial t > 0$, ce qui signifie donc $\Delta\omega > 0$, et le spectre de l'onde est décalé vers le bleu.

En réalité, les impulsions que l'on utilise sont à spectre large et le calcul de la déformation du spectre n'est pas trivial ; il nécessite la mise en oeuvre de simulations. Sur la figure 1.4, on montre les résultats d'une simulation 1D : une impulsion courte s'est propagée sur $200 \mu\text{m}$ dans un gaz d'Hélium. Dans le cas basse intensité ($I = 5 \times 10^{16} \text{W.cm}^{-2}$), la modification du spectre est très visible alors que dans le cas haute intensité ($I = 5 \times 10^{17} \text{W.cm}^{-2}$) le spectre change peu. Ceci est dû au fait que dans le cas haute intensité, l'ionisation a lieu dans les pieds de l'impulsion et seule une petite partie de l'énergie laser est décalée vers le bleu. L'hypothèse 1D de cette simulation ne coûte pas trop cher lorsque l'on regarde les effets qui nous intéressent : nous avons vu que dans nos expériences la réfraction due à l'ionisation est négligeable. De plus, dans nos expériences le laser reste autofocalisé (voir la suite de ce chapitre et le chapitre 2) et les effets 2D liés à la diffraction peuvent ici être négligés.

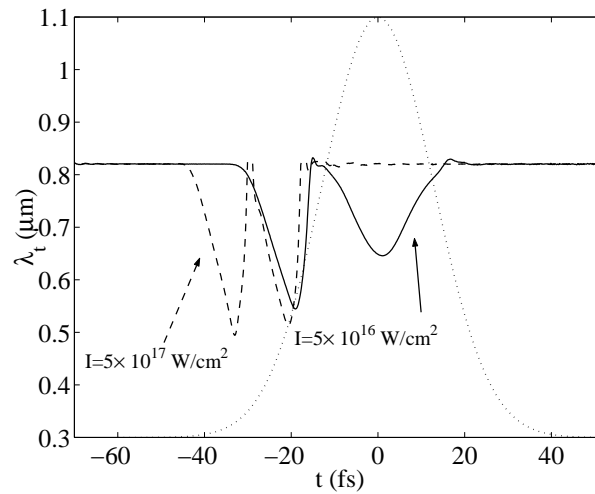


FIG. 1.5 – *Simulation 1D de la variation de la longueur d'onde instantanée due à l'ionisation dans de l'Hélium, avec la densité atomique initiale $n_a = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Trait plein : cas basse intensité ($I = 5 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$). Trait discontinu : cas plus haute intensité ($I = 5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$). Trait pointillé : profil temporel de l'impulsion laser. Les deux bosses représentent la variation de la longueur d'onde instantanée pour les deux états d'ionisation de l'Hélium.*

Néanmoins, si le spectre est peu modifié lorsque l'on travaille à haute intensité, les modifications de la fréquence instantanée sont toujours importantes et ce, quelle que soit l'intensité laser. Cela est mis en évidence sur la figure 1.5. Ceci peut avoir une importance considérable lorsque l'on utilise la fréquence instantanée comme diagnostic. C'est par exemple le cas d'une expérience qui sera présentée dans le chapitre 2.

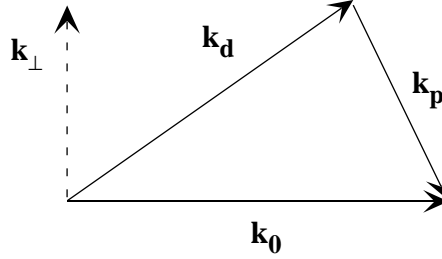


FIG. 1.6 – Géométrie des vecteurs d'onde dans l'instabilité Raman.

1.3 Instabilité Raman

Comme nous l'avons vu, l'impulsion de haute intensité interagit très rapidement avec un plasma. On est alors confronté à la zoologie de l'interaction laser-plasma. En impulsion courte, c'est surtout la dynamique des électrons qui importe (les ions n'ont pas le temps de bouger), et on considérera essentiellement les instabilités Raman.

L'instabilité Raman [Drake *et al.* 1974, Forslund *et al.* 1975] est une instabilité à trois ondes : une onde électromagnétique (ω_0, \mathbf{k}_0) se décompose en une onde plasma ($\omega_{pe}, \mathbf{k}_p$) et une onde électromagnétique diffusée (ω_d, \mathbf{k}_d). La géométrie des vecteurs d'onde est représentée sur la figure 1.6

Lors de la diffusion, l'énergie et la quantité de mouvement sont conservées, ce que l'on peut écrire sous la forme suivante :

$$(1.36) \quad \begin{aligned} \omega_0 &= \omega_d + \omega_{pe} \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_d + \mathbf{k}_p \end{aligned}$$

Pour que l'équation 1.37 soit vérifiée, il faut que $\omega_0 > 2\omega_{pe}$. Cela signifie que cette instabilité n'a lieu que pour des densités telles que $n_e < n_c/4$.

L'instabilité Raman a été abondamment étudiée dès les années 70 de par son rôle néfaste dans la fusion par confinement inertiel. En effet, tout d'abord, elle réfléchit une partie de l'énergie laser et diminue ainsi le couplage à la cible, et de plus, elle génère des populations d'électrons supra-thermiques qui peuvent alors venir préchauffer la cible et diminuer l'efficacité de compression.

Dans le cadre de l'accélération laser de particules, cette instabilité devient au contraire un avantage. Déjà dans les années 80, Joshi *et al.* [1981] suggéraient d'utiliser l'instabilité Raman vers l'avant pour générer une onde plasma de forte amplitude et pour y accélérer des électrons. Dans nos expériences, l'observation de faisceaux d'électrons produits dans l'interaction laser-plasma a été interprétée comme la signature de l'instabilité Raman vers l'avant.

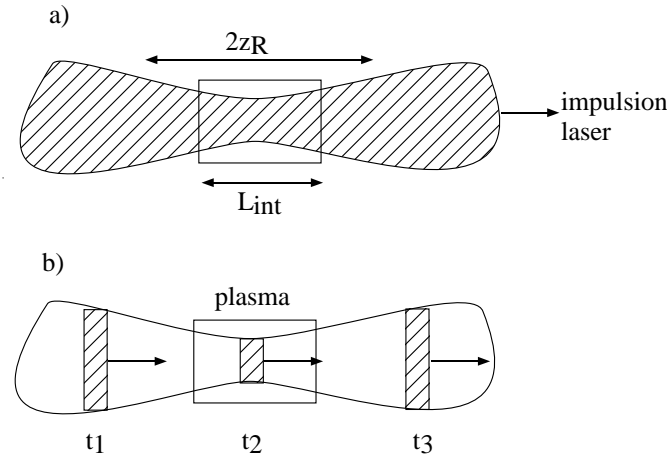


FIG. 1.7 – Schéma représentant différents types d'interaction. *a* : impulsion longue $\tau_0 c > L$. *b* : impulsion courte $\tau_0 c < L$, cas spatio-temporel.

1.3.1 Traitement temporel

De nombreux auteurs ont calculé le taux de croissance de l'instabilité Raman. Pour mieux comprendre de quoi il s'agit, on reprend les résultats exposés par Kruer dans son ouvrage [Kruer 1988, Rousseaux 1994]. Il s'agit ici du calcul purement temporel et non relativiste du Raman. Ce calcul s'applique plutôt au cas où l'impulsion est suffisamment longue par rapport à la taille du plasma ($\tau_0 c > L$), où l'intensité n'est pas trop élevée ($a_0 < 1$). C'est le cas *a*) sur la figure 1.7.

Physiquement, le mécanisme de l'instabilité Raman peut être expliqué à partir de la figure 1.8 : la force pondéromotrice associée à l'impulsion laser génère une perturbation de densité à ω_p , fréquence naturelle du plasma (instant initial sur la figure 1.8). Cette perturbation est une source de courant dans le plasma et elle provoque la diffusion de l'impulsion principale en une autre onde fille à la fréquence $\omega_d = \omega_0 - \omega_p$. Deux ondes électromagnétiques de fréquences différentes se propagent dans le plasma ce qui se traduit par un battement de l'enveloppe du laser à ω_p (instant intermédiaire). La force pondéromotrice associée à l'enveloppe peut alors exciter de façon résonante l'onde plasma initiale. Celle-ci voit son amplitude augmenter et cela augmente alors la diffusion de l'onde fille. On arrive ainsi à une boucle qui peut se répéter. Cela conduit alors à la génération d'une onde plasma de forte amplitude et à une enveloppe laser très modulée (instant final sur la figure 1.8).

L'association des équations de Maxwell en jauge de Coulomb ($\nabla \cdot \mathbf{a} =$

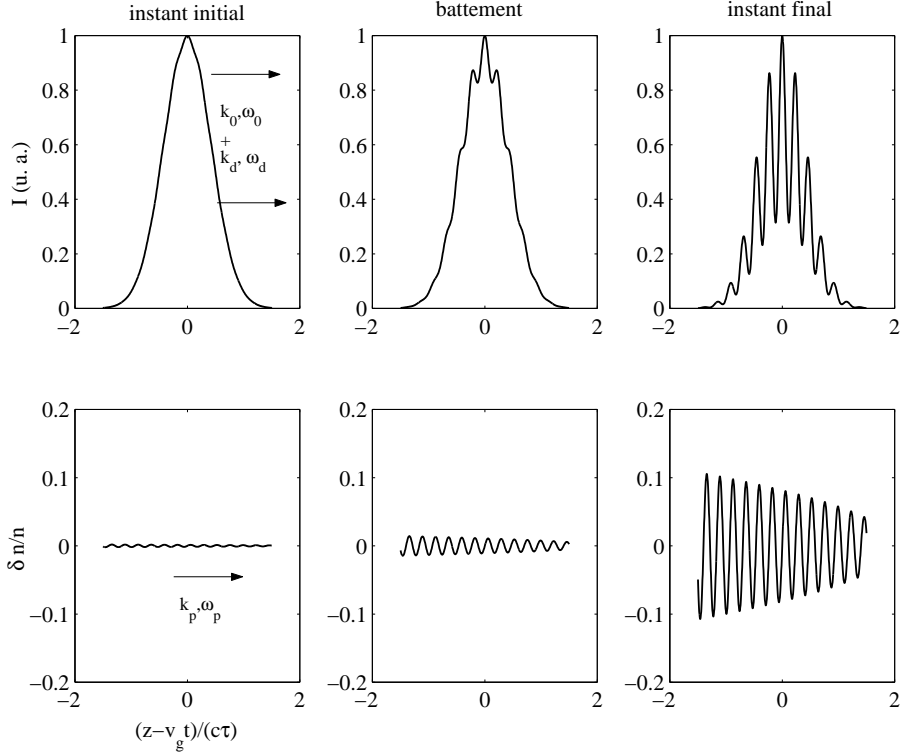


FIG. 1.8 – Mécanisme de l'instabilité Raman.

0) et de l'équation fluide du mouvement des électrons mène aux équations d'ondes. En écrivant les ondes sous la forme d'une onde pompe et d'une onde diffusée de faible amplitude, on peut alors linéariser les équations d'onde. On a donc $\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 + \tilde{\mathbf{a}}$ où $\tilde{\mathbf{a}}$ est l'onde diffusée; et $n_e = n + \delta n$. Les équations d'ondes sont alors :

$$(1.37) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_p^2 \right) \tilde{\mathbf{a}} = -\omega_p^2 \frac{\delta n}{n} \mathbf{a}_0$$

$$(1.38) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 - 3v_{th}^2 \nabla^2 \right) \frac{\delta n}{n} = \nabla^2 (\mathbf{a}_0 \cdot \tilde{\mathbf{a}})$$

On peut faire une analyse en onde plane de ces équations et en passant dans le plan de Fourier, on arrive aux équations de dispersion. On peut alors chercher les modes instables temporellement, c'est-à-dire ceux qui ont une fréquence $\omega = \omega_{pe} + i\gamma$. Avant d'être saturée par des mécanismes non linéaires, l'amplitude de l'onde plasma et de l'onde diffusée croît alors en $\exp(\gamma t)$ où γ est le taux de croissance de ces modes :

$$(1.39) \quad \gamma = \frac{k_p a_0 c}{4} \left[\frac{\omega_p^2}{\omega_{pe} (\omega_0 - \omega_{pe})} \right]^{1/2}$$

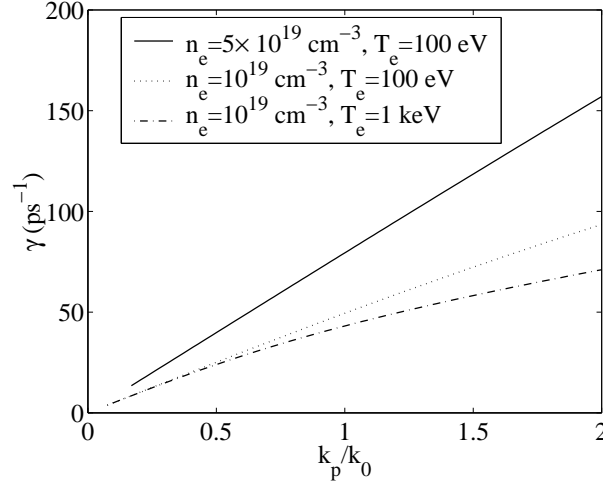


FIG. 1.9 – Taux de croissance pour une intensité laser de $a_0 = 0.3$ (à 800 nm) en fonction du vecteur d'onde.

Comme on le voit, le taux de croissance est proportionnel à k_p . Pour un plasma très sous-dense, $n_e \ll n_c$ et par exemple, pour le Raman arrière ($\theta = (\widehat{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_p}) = 180^\circ$), $k_p \simeq 2k_0$. Pour le Raman à $\theta = 90^\circ$, $k_p \simeq \sqrt{2}k_0$; on s'attend donc à ce que la croissance du Raman soit d'autant plus grande que l'angle de diffusion est grand. Précisons tout de même que nous n'avons pas pris en compte l'amortissement collisionnel ni l'amortissement Landau. Ce comportement est décrit sur la figure 1.9. Le taux de croissance croît effectivement avec le vecteur d'onde. On constate également que le taux de croissance est plus important pour les hautes densités et plus faible pour les hautes températures.

Le cas du Raman avant est un peu particulier, on a en effet $k_p = \omega_p/c \ll k_0$ et $\omega_{pe} \simeq \omega_p$. Cela implique que l'onde anti-Stokes ($\omega_0 + \omega_p, \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_p$) peut également être amplifiée car elle n'est pas si éloignée de la résonance que dans le cas de grands k_p . Lorsque l'on prend en compte l'onde anti-Stokes dans le calcul du Raman, on doit alors considérer une instabilité à 4 ondes et on obtient le taux de croissance suivant :

$$(1.40) \quad \gamma_0 = \frac{a_0}{\sqrt{8}} \frac{\omega_p^2}{\omega_0}$$

Pour récapituler, on s'attend donc à ce que le Raman arrière ait la croissance la plus forte, suivi par le Raman de côté et finalement par le Raman avant.

Pour finir, considérons les vitesses de phase $v_{ph} = \omega_p/k_p$ associées à ces ondes plasma. La vitesse de phase du Raman arrière, $v_{ph} \simeq \omega_p/(2k_0)$, est donc beaucoup plus faible que celle du Raman avant $v_{ph} = \omega_p/k_p \simeq c$. Typiquement, des électrons piégés dans une onde plasma peuvent être accélérés à des vitesses de l'ordre de la vitesse de phase de l'onde. On comprend donc tout l'intérêt des ondes plasmas excitées par le Raman avant pour l'accélération de particules.

1.3.2 Perturbation initiale

On a vu plus haut que l'instabilité débute par la diffusion de l'onde électromagnétique sur une perturbation initiale de densité (voire figure 1.8). Pour initier le Raman avant, la perturbation initiale doit avoir une vitesse de phase relativiste et un ω et k correspondant à l'instabilité.

Les fluctuations thermiques naturelles du plasma peuvent fournir une telle source de bruit initial [Sheffield 1975]. Cependant, on peut montrer que pour un plasma de 2 keV, les perturbations de densités à $v_{ph}/c = 0.98$ sont très faibles : $\delta n/n \sim 10^{-18}$. En réalité, en impulsion courte, la force pondéromotrice longitudinale est capable de générer une perturbation de densité bien plus importante que les fluctuations thermiques. De plus cette perturbation de densité a bien une vitesse de phase relativiste puisqu'elle est excitée directement par le laser qui se propage à $v_g \simeq c$.

L'amplitude de la perturbation dépend grandement de la forme temporelle de l'impulsion. Dans la réalité, l'impulsion est gaussienne sur plusieurs ordres de grandeur puis la forme gaussienne se fond dans un piédestal [Itatani *et al.* 1998]. Decker *et al.* [1996a] a utilisé une impulsion de forme suivante :

$$(1.41) \quad a(\psi) = a_0 \left[10 \left(\frac{\psi}{c\tau_0} \right)^3 - 15 \left(\frac{\psi}{c\tau_0} \right)^4 + 6 \left(\frac{\psi}{c\tau_0} \right)^5 \right]$$

où $\psi = ct - z$ représente l'espace longitudinal dans le référentiel de l'impulsion. Dans un plasma préformé, une telle impulsion crée une perturbation de densité électronique, dont une expression empirique est donnée par :

$$(1.42) \quad \delta_0 = 0.9\pi \frac{a_0^2}{(k_p \tau_0 c)^q}$$

$$(1.43) \quad q = \begin{cases} 2 & \text{pour } k_p \tau_0 c < 10 \\ 2.8 & \text{pour } k_p \tau_0 c > 10 \end{cases}$$

Pour l'impulsion du LULI ($\tau_0 = 300$ fs, $a_0 = 2$), à $n_e = 10^{19}$ cm⁻³, on obtient une perturbation de densité initiale $\delta_0 = 3 \times 10^{-4}$.

Lorsque l'impulsion interagit avec un gaz et non un plasma, la variation brusque de l'indice de réfraction est aussi une source de bruit initial pour le Raman avant [Mori & Katsouleas 1992] :

$$(1.44) \quad \delta_0 = \frac{a_{sb}^2}{4}$$

où a_{sb} est le vecteur normalisé correspondant au champ d'ionisation par suppression de barrière (cf. équation 1.30). Cela donne par exemple dans le cas de l'impulsion du LULI se propageant dans l'Hélium : $\delta_0 = 2 \times 10^{-4}$.

1.3.3 Raman avant : traitement spatio-temporel

Nos conditions expérimentales ne permettent pas de vérifier les conditions citées précédemment ($\tau_0 c > L$ et $a_0 < 1$), on a donc besoin d'une théorie relativiste et spatio-temporelle du Raman (on est ici dans le cas b) de la figure 1.7). Le problème a été étudié indépendamment par plusieurs auteurs pour plusieurs régimes : le Raman avant en 1D [Mori *et al.* 1994, Decker *et al.* 1996a], le Raman en 2D où instabilité d'auto-modulation [Antonsen & Mora 1992, Sprangle *et al.* 1992, Antonsen *et al.* 1993, Andreev *et al.* 1994, Esarey & Sprangle 1994, Andreev *et al.* 1996]. Le but de cette partie est de résumer les résultats qui ont été obtenus, d'en faire une synthèse et d'en déduire des comparaisons.

Tout d'abord, il faut garder à l'esprit que même en impulsions courtes, le Raman n'a lieu que pour des impulsions suffisamment longues par rapport à la période plasma : $\tau_0 \omega_p \gg 1$. On supposera cette inégalité vraie dans tout ce qui suit.

On peut considérer que le plasma est froid car les ondes plasmas excitées par le Raman avant ont des vitesses de phase relativistes, bien supérieures à la vitesse des électrons thermiques. Ecrivons donc les équations d'onde dans le cas relativiste et en plasma froid.

$$(1.45) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_p^2 \right) \mathbf{a} = -\omega_p^2 \frac{\delta n}{\gamma_{\perp} n} \mathbf{a}$$

$$(1.46) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n}{n} = c^2 \nabla^2 \left(\frac{a^2}{2} \right)$$

L'équation 1.45 peut se développer dans le cas faiblement relativiste $a \ll 1$ et en faisant l'hypothèse $\delta n/n \ll 1$:

$$(1.47) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_p^2 \right) \mathbf{a} = -\omega_p^2 \left(\frac{\delta n}{n} - \frac{a^2}{2} \right) \mathbf{a}$$

Pour se placer dans le cadre de l'analyse spatio-temporelle, il faut se placer dans le référentiel de l'impulsion et donc effectuer le changement de variable $\tau = t$ et $\psi = ct - z$. En réalisant ce changement de variables et en définissant $\delta = \delta n/n - a^2/2$, on arrive au système d'équations couplées suivant :

$$(1.48) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2c \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \psi} - c^2 \nabla_{\perp}^2 \right) \mathbf{a} = -\omega_p^2 (1 + \delta) \mathbf{a}$$

$$(1.49) \quad \left[\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + c \frac{\partial}{\partial \psi} \right)^2 \right] \delta = - \left(\omega_p^2 + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2c \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \psi} - c^2 \nabla_{\perp}^2 \right) \frac{a^2}{2}$$

En réalisant une analyse en onde plane de ce système (cf. annexe B), on peut exprimer la croissance de l'instabilité dans son régime linéaire, c'est-à-dire avant que l'onde ne sature à cause de divers mécanismes non-linéaires.

Instabilité 1D

Physiquement, l'instabilité Raman en 1D peut être expliquée par des considérations sur la variation de la vitesse de groupe du laser dans l'onde plasma [Mori 1997]. La vitesse de groupe dépend de la densité électronique :

$$(1.50) \quad v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \simeq c \left(1 - \frac{n_e}{2n_c} \right)$$

On voit donc que les zones de l'onde plasma où la densité est plus faible correspondent aux zones où la vitesse de groupe est plus grande. On assiste donc à une dispersion de l'énergie EM dans ces zones et à une compression dans les zones où la densité est plus forte. Comme il s'agit d'une onde plasma, l'enveloppe de l'impulsion se retrouve modulée à ω_p . Ce mécanisme est explicité sur la figure 1.10.

Dans le cas de l'instabilité Raman avant en 1D, on néglige typiquement le terme en ∇_{\perp}^2 dans les équations 1.48 et 1.49. Cela signifie que l'on ne se préoccupe que des ondes qui se propagent vers l'avant et donc telles que $k_{\perp} = 0$. En réalité, le laser a un diamètre fini et donc on peut lui associer un vecteur d'onde transverse $k_{\perp} \simeq w_0^{-1}$. Ce calcul mono-dimensionnel n'est donc valable que pour $w_0 k_p \gg 1$, soit pour de grande taches focales ou de basses densités électroniques⁶.

Dans le cas du Raman avant à quatre ondes, on considère que l'onde anti-Stokes est résonante, c'est-à-dire que l'on fait comme si elle vérifiait

⁶On peut montrer plus précisément [Andreev *et al.* 1996, Mora 1992b] que le calcul 1D est raisonnable tant que $w_0 k_p > \omega_0/\omega_p$.

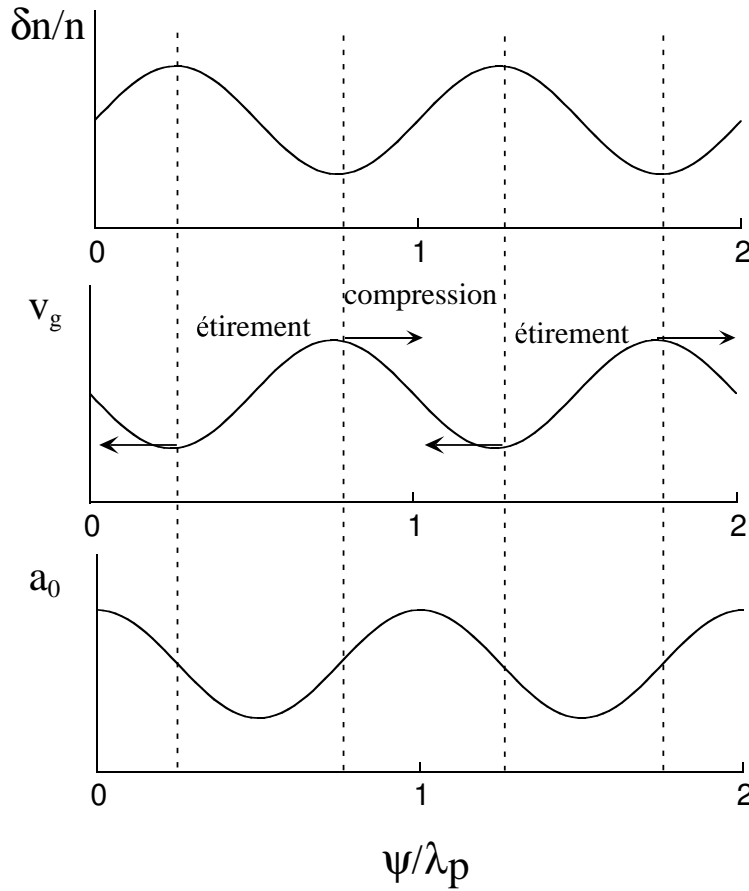


FIG. 1.10 – Schéma pour le mécanisme d'auto-modulation en 1D.

l'équation de dispersion des ondes EM. Le calcul de la croissance de l'onde plasma dans ce contexte est repris en détail en annexe. L'onde plasma croît comme :

$$(1.51) \quad \delta(\tau, \psi) = \delta_0 I_0(2\gamma_0 \sqrt{\tau\psi/c})$$

Où I_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0 et δ_0 la perturbation initiale. Lorsque l'argument $G = 2\gamma_0 \sqrt{\tau\psi/c}$ est grand, la limite asymptotique de cette fonction peut s'écrire :

$$(1.52) \quad \delta(\tau, \psi) = \delta_0 \frac{e^{2\gamma_0 \sqrt{\tau\psi/c}}}{\sqrt{4\pi\gamma_0 \sqrt{\tau\psi/c}}}$$

De nombreux auteurs préfèrent résoudre ces équations en trouvant des solutions asymptotiques exponentielles. La solution exponentielle dans le cas

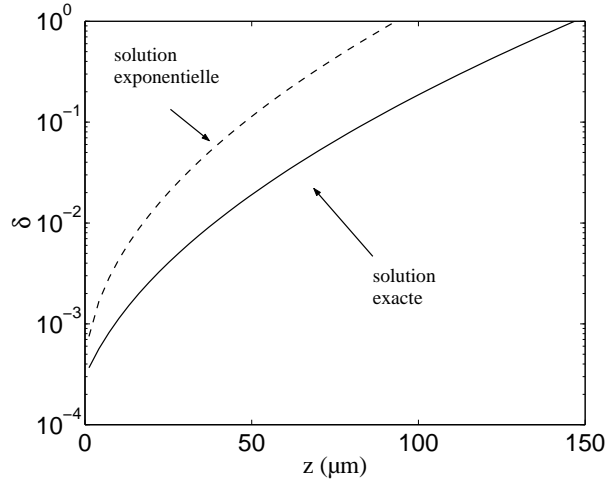


FIG. 1.11 – Amplitude de l'onde plasma le long de la propagation pour différents gains du Raman 1D. L'amplitude est calculée à la fin de l'impulsion : $\psi/c = \tau_0$. Les paramètres sont ceux de l'impulsion du LULI : $a_0 = 2$, $\tau_0 = 300$ fs dans un plasma de $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ligne continue : solution en $I_0(G)$; ligne discontinue : solution exponentielle e^G .

du Raman 1D avant est alors :

$$(1.53) \quad \delta(\tau, \psi) = \delta_0 e^{2\gamma_0 \sqrt{\tau\psi/c}}$$

Sur la figure 1.11, nous comparons l'amplitude de l'onde plasma en fin d'impulsion ($\psi/c = \tau_0$) pour différentes solutions. La solution exacte (ligne continue) est très proche de sa forme approchée (ligne pointillée). La solution exponentielle (ligne discontinue) surestime d'un ordre de grandeur l'amplitude de l'onde plasma bien qu'elle décrive à peu près bien l'évolution le long de la propagation.

En réalité, il existe plusieurs régimes du Raman avant : lorsque l'on considère une onde diffusée vers l'avant avec un petit angle ($k_\perp/k_0 \ll 1$), l'onde anti-Stokes existe encore mais ne peut plus être considérée comme résonante. Enfin, pour de plus grands angles de diffusion (grand k_\perp), on peut négliger l'anti-Stokes, et l'instabilité devient à 3 ondes ; on est alors plutôt dans le régime du Raman de côté. Les gains G , correspondant à une croissance en e^G pour les différents régimes sont exprimés sur la table 1.3.

Outre ces différents régimes correspondant à différents angles de diffusion, Decker a aussi montré que même dans le cas du Raman avant ($k_\perp = 0$), l'instabilité passe par ces trois différents régimes. Elle commence d'abord dans le régime à 4 ondes, puis 4 ondes non-résonantes, puis finalement 3

Instabilité	G
4 ondes	$2\gamma_0 \left(\frac{\tau\psi}{c} \right)^{1/2}$
4 ondes non résonantes	$\frac{3\sqrt{3}}{4} \left(\gamma_0^2 \frac{\omega_p^3}{\omega_0^2} \frac{\tau^2\psi}{2c} \right)^{1/3}$
3 ondes	$2\gamma_0 \left(\frac{\omega_0}{2\omega_p} \frac{\tau\psi}{c} \right)^{1/2}$

TAB. 1.3 – *Récapitulatif des gains G (croissance en e^G) pour l'instabilité Raman en 1D.*

ondes. Par exemple, l'instabilité passe dans le régime 4 ondes non-résonantes lorsque l'inégalité suivante est respectée :

$$(1.54) \quad \psi/c < \frac{2\omega_p^2}{a_0^2\omega_0^2} \tau \left(1 + \frac{\omega_0^4 k_\perp^2}{\omega_p^4 k_0^2} \right)^2$$

Si l'on applique cette relation à l'impulsion du LULI pour une densité de $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on trouve que l'instabilité sort du régime à 4 ondes au bout d'environ 60 ps, soit après une propagation de 1.8 cm. Comme nous l'avons vu sur la figure 1.11, il suffit de quelques centaines de microns pour que l'onde plasma atteigne de grandes amplitudes. On voit donc que le régime dominant pour nos expériences est le régime à 4 ondes.

Instabilité 2D

Dans le cas de l'instabilité en 2 dimensions, le transport axial de l'énergie EM dû aux variations de la vitesse de groupe n'explique pas l'auto-modulation de l'enveloppe de l'impulsion à ω_p . Il faut maintenant prendre en compte la structure bi-dimensionnelle de l'onde plasma : les zones où la densité est maximale sur l'axe correspondent à des zones qui réfractent l'énergie. En effet lorsque $\delta n/n > 0$, alors $dn_e/dr > 0$ et donc les variations radiales de l'indice de réfraction sont telles que $d\eta/dr < 0$. Les zones où $\delta n/n > 0$ se comportent donc comme des lentilles divergentes et celles où $\delta n/n < 0$ comme des lentilles convergentes. Comme on le voit sur la figure 1.12, on assiste donc à une auto-modulation de l'impulsion due à des effets 2D.

Le calcul de la croissance des ondes plasmas dans le cadre de cette instabilité 2D peut se faire également à partir des équations 1.48 et 1.49. Cette fois, il faut conserver les termes en ∇_\perp^2 mais négliger les termes en $\partial^2/\partial\tau\partial\psi$. Cela revient à négliger le transport axial de l'énergie et à ne considérer que le transport radial.

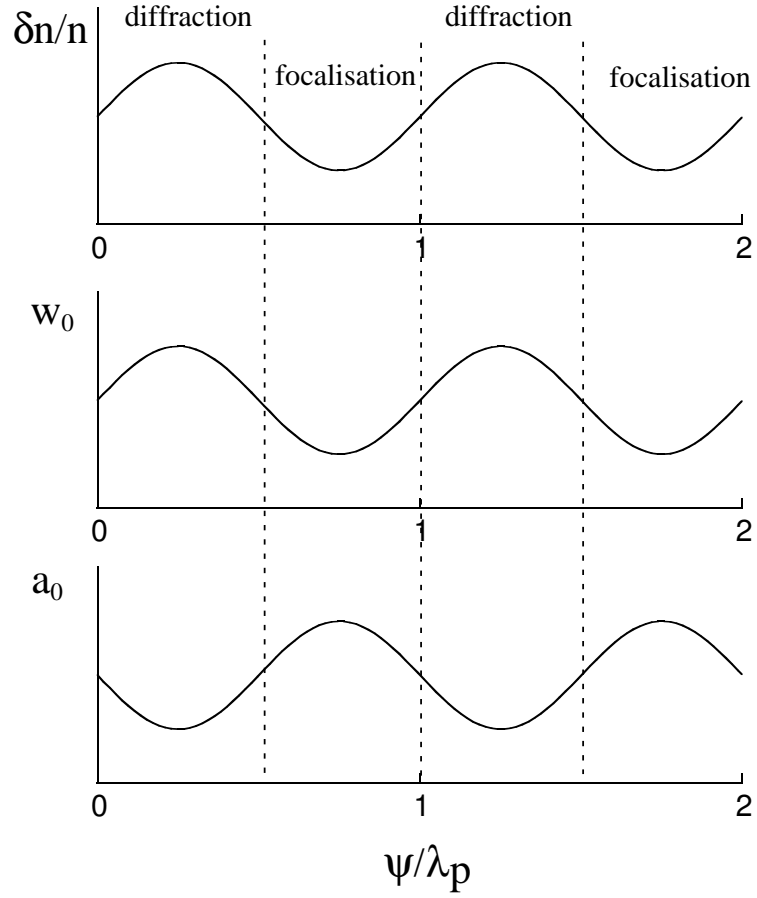


FIG. 1.12 – Schéma pour le mécanisme d'auto-modulation en 2D.

Comme dans le cas 1D, l'instabilité passe par plusieurs régimes [Andreev *et al.* 1996] résumés dans le tableau 1.4⁷. Les gains sont ici exprimés en fonction de $P/P_c = a_0^2 w_0^2 k_p^2 / 32$, où $P_c[\text{GW}] = 17.4 n_c / n_e$ est la puissance d'autofocalisation relativiste qui sera définie plus précisément dans la section suivante. L'instabilité passe du régime à 4 ondes au régime à 3 ondes pour des temps :

$$(1.55) \quad \tau > 4 \frac{P}{P_c} k_p z_R \frac{\psi}{c}$$

Pour une impulsion du LULI dans un plasma à $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, cela donne : $\tau > 17 \text{ ns}$. Ici encore, l'instabilité dominante est donc l'instabilité à 4 ondes.

⁷D'autres auteurs [Esarey & Sprangle 1994] ont obtenu des résultats semblables avec seulement des écarts de facteurs numériques.

Instabilité 2D	G
4 ondes	$\frac{3\sqrt{3}}{2} \left(2 \frac{P}{P_c} \frac{\omega_p c}{z_R^2} \tau^2 \psi \right)^{1/3}$
3 ondes	$4 \left[\frac{P/P_c \omega_p / z_R \tau \psi}{(3+4P/P_c)^{1/2}} \right]^{1/2}$

TAB. 1.4 – Récapitulatif des gains G (croissance en e^G) pour l'instabilité d'auto-modulation en 2D.

Régime très relativiste

Le calcul de ces taux de croissance a été réalisé dans le cas très relativiste $a_0 > 1$ [Mori *et al.* 1994, Guérin *et al.* 1995, Decker *et al.* 1996b], intéressant pour nos expériences. Il montre que l'on peut garder les mêmes taux de croissance en réalisant simplement la modification suivante due à l'alourdissement de la masse des électrons relativistes :

$$(1.56) \quad \omega_p \rightarrow \frac{\omega_p}{\gamma_{\perp}^{1/2}}$$

$$(1.57) \quad a_0 \rightarrow \frac{a_0}{\gamma_{\perp}}$$

Cela permet de montrer que dans le cas très relativiste, les taux de croissance des instabilités diminuent [Mori *et al.* 1994, Modena *et al.* 1996]. En quelque sorte, les instabilités saturent dans ce régime.

Effet de la température

Guérin [Guérin *et al.* 1995, Guérin 1996] a analysé les équations de dispersion des ondes dans le cas où le plasma est chaud. Dans le cas où la distribution des températures est une gaussienne, les taux de croissance des instabilités peuvent être fortement diminués. L'instabilité Raman avant est aussi sujette à cette diminution de la croissance.

1.3.4 Comparaison des instabilités 1D et 2D

On peut maintenant se demander quelle instabilité est dominante dans le processus de génération de l'onde plasma : s'agit-il de l'instabilité à 4 ondes 1D ou à 4 ondes 2D ? Au temps initiaux, l'instabilité 1D est toujours dominante car elle croît en $e^{\tau^{1/2}}$, alors que l'instabilité 2D croît en $e^{\tau^{3/2}}$. Les

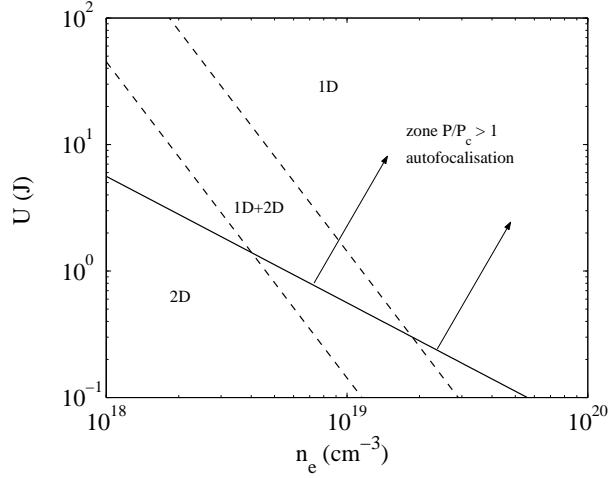


FIG. 1.13 – Zones de domination des instabilités Raman dans le plan (n_e, U) . Les deux traits discontinus correspondent à $G(\tau_M, \psi = c\tau_0) = 10$ et $G(\tau_M, \psi = c\tau_0) = 1$. Le trait plein correspond à $P/P_c = 1$ pour une impulsion de 300 fs.

deux instabilités ont le même poids au temps τ_M , qui vérifie :

$$(1.58) \quad G^{1D}(\tau_M, \psi = c\tau_0) = G^{2D}(\tau_M, \psi = c\tau_0)$$

Le gain Raman au temps τ_M permet de déterminer quelle instabilité domine. Nous prendrons le critère simple suivant :

$$(1.59) \quad G^{1D}(\tau_M, \psi = c\tau_0) \begin{cases} > 10 & \text{L'instabilité 1D domine} \\ < 1 & \text{L'instabilité 2D domine} \end{cases}$$

Le calcul permet de trouver τ_M et $G^{1D}(\tau_M, \psi = c\tau_0)$:

$$(1.60) \quad \tau_M = 2 \left(\frac{2}{3\sqrt{3}} \right)^3 \frac{\omega_p^6}{\omega_0^2} \frac{w_0^4}{c^4} a_0^2 \tau_0$$

$$(1.61) \quad G^{1D}(\tau_M, \psi = c\tau_0) = \left(\frac{2}{3\sqrt{3}} \right)^3 \frac{\omega_p^5}{\omega_0^2} \frac{w_0^2}{c^2} a_0^2 \tau_0$$

Ces relations ne sont valables que si l'on admet que l'intensité laser reste constante au cours de la croissance de l'instabilité. Cela signifie donc que le laser est guidé sur une longueur supérieure à $c\tau_M$, ou bien que $z_R > c\tau_M$. On peut également exprimer le gain à τ_M en fonction de paramètres pratiques :

$$(1.62) \quad G^{1D}(\tau_M, \psi = c\tau_0) \simeq 1.5 U [\text{J}] \lambda_0^4 [\mu\text{m}] n_e^{5/2} [10^{19} \text{cm}^{-3}]$$

Remarquons que cette expression est indépendante de la durée d'impulsion ainsi que de la taille de la tache focale. Le résultat, illustré sur la figure 1.13, indique que l'instabilité 1D a tendance à dominer pour des énergies importantes et de fortes densités. Cependant dans un tel régime (haute énergie laser, forte densité électronique), il n'est pas rare que l'impulsion s'autofocalise. Le rayon du faisceau devient alors comparable à la longueur d'onde plasma, $w \sim k_p^{-1}$. Le problème ne peut plus alors être considéré comme monodimensionnel et les effets 2D prennent alors le dessus. En pratique, lorsqu'il y a autofocalisation, on peut probablement considérer que l'instabilité 2D domine la génération de l'onde plasma relativiste, ce qui est souvent le cas comme on le voit sur la figure 1.13. Lorsque l'on prend en compte les effets relativistes du mouvement des électrons, l'instabilité 2D est encore plus favorisée car le gain de l'instabilité 1D est plus fortement diminué :

$$\begin{aligned} G_{relat}^{1D} &= G^{1D}/\gamma_{\perp}^2 \\ G_{relat}^{2D} &= G^{2D}/\gamma_{\perp}^{7/6} \end{aligned}$$

De même, en régime relativiste, le moment auquel les instabilités ont le même poids ($\tau = \tau_M$) a lieu plus tôt, et le gain de l'instabilité 1D à τ_M est réduit d'un facteur $\gamma_{\perp}^{9/2}$:

$$\begin{aligned} \tau_M^{relat} &= \tau_M/\gamma_{\perp}^5 \\ G_{relat}^{1D}(\tau_M^{relat}) &= G(\tau_M)/\gamma_{\perp}^{9/2} \end{aligned}$$

Cette fois-ci, en régime relativiste, l'expression du gain dépend de la durée d'impulsion par la présence de a_0 dans le facteur relativiste.

Une étude plus récente [Esarey *et al.* 2000] qui prend en compte simultanément les effets 1D et 2D a permis de comparer directement l'importance des deux types d'instabilités. Les résultats semblent indiquer de même que ce sont les instabilités 2D qui dominent dans les régimes habituels des expériences.

1.3.5 Raman à grands angles, Raman arrière

L'utilisation des impulsions courtes permet de générer des ondes plasma de grande amplitude principalement pour deux raisons :

- L'intensité est élevée ($I \simeq 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) et donc le taux de croissance est bien plus élevé que dans le cas des impulsions longues ($I \leq 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$).

- L'impulsion étant courte, les ions n'ont pas le temps de bouger et tous les processus d'amortissement des ondes plasma sur les ondes ioniques n'ont pas le temps de se produire. Ces processus, tels l'instabilité paramétrique ou modulationnelle [Zakharov 1972], sont très courants dans l'interaction en impulsion longue.

Cependant, si ces points sont autant d'avantages pour la création d'ondes plasma intenses par le Raman avant, ils s'appliquent également au cas du Raman à grands angles. Ceci peut s'avérer problématique car une grande partie de l'énergie de l'impulsion peut être rétro-diffusée par le Raman arrière ou bien encore diffusée à de grands angles par le Raman de côté. Cette énergie est alors perdue pour le Raman avant et pour la génération de l'onde plasma. Quelques expériences dans le régime à impulsion courte et haute intensité ont montré que l'énergie rétro-diffusée pouvait atteindre 10 – 30% de l'énergie incidente [Rousseaux *et al.* 1995, Ting *et al.* 1996a], en accord avec la théorie spatio-temporelle du Raman arrière [Mounaix & Pesme 1993]. Dans un tel régime, le taux d'instabilité est si fort ($\gamma\omega_p \gg 1$), que le spectre de l'onde diffusée est très large. C'est le régime "fortement couplé" dans lequel même des modes non résonants peuvent être amplifiés.

Notons que les ondes plasma associées à ces instabilités à grands angles ont des vitesses de phase relativement faibles : $v_p \simeq \omega_p/(2k_0)$ (si $\omega_p \ll \omega_0$). Il leur est donc facile de piéger des particules par effet Landau. La croissance de l'instabilité Raman arrière implique donc un chauffage longitudinal du plasma, et certains électrons de la fonction de distribution seront accélérés approximativement à $v_{th} \simeq v_p$. Ce chauffage du plasma peut être néfaste pour le bon développement du Raman avant. Néanmoins, ce chauffage peut également être vu comme une première phase d'accélération des particules du plasma. Ces particules, pré-chauffées par le Raman arrière pourraient alors être piégées et accélérées dans des ondes à plus grande vitesse de phase. Par exemple, le Raman de côté, faisant un angle θ avec l'axe de propagation, génère une onde plasma de vitesse $v_p(\theta) = \omega_p/[2k_0 \sin(\theta/2)]$. Les particules seraient alors successivement accélérées par ces ondes pour être finalement piégées et accélérées à des vitesses relativistes dans l'onde plasma relativiste du Raman avant [Ting *et al.* 1997, Tzeng *et al.* 1999]. Nous reviendrons sur ce point dans la section 1.5.

1.4 Autofocalisation et guidage

Nous avons vu jusqu'à maintenant comment l'instabilité Raman avant était capable de générer une onde plasma relativiste de grande amplitude. Pour que cette onde puisse être utile pour l'accélération des électrons, il faut qu'elle existe sur de grandes longueurs. Comme on le verra dans la suite, pour qu'un électron soit accéléré à 1 GeV, une onde plasma intense d'amplitude $\delta = 50\%$ doit exister sur 3 cm dans un plasma à 10^{18} cm^{-3} . Or un faisceau laser, limité par la diffraction, ne peut rester focalisé à de grandes intensités que sur une longueur de l'ordre de z_R . Actuellement, on peut atteindre des intensités relativistes ($I > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) en focalisant fortement les lasers, ce qui impose de courtes longueurs de Rayleigh : $z_R \simeq \text{mm}$. Il est donc nécessaire de trouver une façon de guider l'impulsion laser sur de grandes longueurs afin de maintenir l'intensité requise pour la génération d'une onde plasma intense. Parallèlement, le guidage d'une impulsion laser intense dans un plasma est un problème d'intérêt général qui peut avoir un impact important dans des domaines aussi divers que la génération d'harmoniques [McPherson *et al.* 1987, L'Huillier & Balcou 1993], la génération de continuum [Corkum *et al.* 1986], le laser X [Burnett & Enright 1990, Amendt *et al.* 1991], la fusion inertielle dans le schéma de l'allumeur rapide [Tabak *et al.* 1994].

En optique, les fibres à gradient d'indice permettent de guider une impulsion grâce à la variation transverse de l'indice de réfraction. Dans le cas d'un profil transverse parabolique, l'indice peut s'écrire :

$$(1.63) \quad \eta_0(r) = \eta_0(0) - \Delta\eta \frac{r^2}{w_0^2}$$

où η_0 est l'indice linéaire du matériau, $\Delta\eta = \eta_0(0) - \eta_0(w_0)$. L'indice étant plus faible sur les bords ($\partial\eta/\partial r < 0$), la vitesse de phase de l'onde est plus élevée sur les bords qu'elle ne l'est sur l'axe. Cela a pour conséquence la courbure du front d'onde et la focalisation vers l'axe de l'impulsion. C'est ainsi que la courbure naturelle liée à la diffraction peut être compensée. On peut montrer [Agrawal 1995] que l'impulsion peut être guidée quand⁸ :

$$(1.64) \quad \Delta\eta > \Delta\eta_c = \frac{\lambda_0^2}{2\pi^2\eta_0 w_0^2}$$

Le guidage d'impulsions de hautes intensités dans une fibre est cependant impossible car les effets non linéaires provoquent rapidement l'autofocalisation de l'impulsion et la destruction de la fibre elle-même.

⁸Une démonstration heuristique est donnée en annexe.

En effet, comme dans le cas de l'ionisation, la réponse non linéaire d'un milieu à une onde de forte amplitude peut avoir des conséquences sur sa propagation. Par exemple, dans le cas de l'optique non linéaire conventionnelle (dans un gaz ou un diélectrique), l'indice de réfraction peut s'écrire :

$$(1.65) \quad \eta(r) = \eta_0 + \eta_2 I(r)$$

où η_2 est l'indice non linéaire du milieu. L'indice dépend de la coordonnée transverse via sa dépendance en intensité, et cela permet donc de focaliser (cas $\partial\eta/\partial r < 0$) ou de défocaliser (cas $\partial\eta/\partial r > 0$) l'onde laser.

On peut montrer facilement que l'onde va s'autofocaliser (voir l'annexe) si sa puissance est supérieure à une puissance seuil d'autofocalisation P_H [Boyd 1993]. Dans le cas d'un profil gaussien :

$$(1.66) \quad P_H = \frac{\lambda_0^2}{2\pi\eta_0\eta_2}$$

Par exemple, $P_H \simeq 3 \text{ GW}$ pour un faisceau laser gaussien de $1 \mu\text{m}$ se propageant dans l'air. L'autofocalisation dans un gaz a été abondamment étudiée⁹ depuis l'apparition des lasers à impulsions courtes et de forte puissance ($P > P_H$). Le seuil P_H étant plus bas dans un gaz que dans un plasma, il est logique que les études expérimentales aient d'abord eu lieu dans les gaz [Liu & Umstadter 1993, Braun *et al.* 1995, Nibbering *et al.* 1996].

Cependant dans le cas de nos expériences, l'intensité laser est très élevée et comme nous l'avons vu, l'impulsion interagit plutôt avec un plasma déjà complètement ionisé. Les phénomènes à prendre en compte relèvent donc plutôt de l'optique non linéaire dans les plasmas [Mori 1997].

1.4.1 Autofocalisation relativiste et pondéromotrice

Si l'on ne considère que la réponse haute fréquence¹⁰ d'un plasma à une onde intense, la non linéarité du milieu ne provient que de l'alourdissement de la masse des électrons relativistes (voir l'équation 1.21). Les premiers auteurs qui ont étudié l'autofocalisation relativiste ont considéré exclusivement cet effet [Max *et al.* 1974, Sprangle *et al.* 1987]. Dans ce cas, le plasma peut être considéré comme un milieu non linéaire conventionnel d'indice :

$$(1.67) \quad \eta = 1 - \frac{n_e}{2n_c\gamma_\perp}$$

⁹Pour une revue, voir l'article Esarey *et al.* [1997b].

¹⁰C'est-à-dire la fréquence laser ω_0 .

En développant $\gamma_{\perp} = (1 + a_0^2/2)^{1/2}$ avec $a_0 \ll 1$ dans cette équation, on peut exprimer l'indice du plasma sous la forme de l'équation 1.65. On obtient alors $\eta_0 = 1 - n_c/(2n_e) \simeq 1$ pour un plasma très sous-dense et $\eta_2 = n_e/(2n_c)a_0^2/4$. Par analogie avec l'équation 1.66, on en déduit alors la puissance d'autofocalisation relativiste pour un faisceau gaussien :

$$(1.68) \quad P_c = \frac{8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2} \frac{n_c}{n_e}$$

Ce que l'on peut écrire en unités pratiques :

$$(1.69) \quad P_c[\text{GW}] = 17.4 \frac{n_c}{n_e}$$

Cela donne par exemple $P_c = 1.7 \text{ TW} \gg P_H$ pour une impulsion à $1 \mu\text{m}$ se propageant un plasma à $n_e = 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Remarquons que la condition d'un champ faiblement relativiste $a_0 \ll 1$ n'est pas nécessaire pour arriver à ce résultat [Sprangle *et al.* 1987].

Cette théorie (incomplète) tend à conclure qu'une impulsion vérifiant $\omega_0\tau_0 \gg 1$ peut donc s'autofocaliser. En réalité, un plasma est un milieu plus complexe qu'un milieu non linéaire au sens de l'optique : le plasma étant un fluide, l'impulsion peut le déformer au cours de sa propagation. En fait, on ne peut pas se contenter de ne considérer que le mouvement transverse des électrons. Comme nous l'avons vu plus haut, il faut tenir compte de la force pondéromotrice, capable de déplacer les électrons transversalement et longitudinalement. Ceci va bien entendu avoir un impact décisif sur l'autofocalisation.

Effets pondéromoteurs sur les électrons

Considérons tout d'abord une impulsion telle que $\omega_{pi}\tau_0 \ll 1$. Dans ces conditions les ions peuvent être considérés immobiles pendant la durée de l'interaction, mais cela n'est pas forcément le cas des électrons. On peut visualiser les effets du mouvement des électrons lorsque l'on prend en compte les variations de la densité électronique sur l'indice de réfraction :

$$(1.70) \quad \eta = 1 - \frac{n_e}{2n_c\gamma_{\perp}} \left(1 + \frac{\delta n_{\psi}}{n} + \frac{\delta n_r}{n} \right)$$

où δn_{ψ} est la perturbation de densité longitudinale créée par la force pondéromotrice et δn_r , la perturbation de densité transverse. Ces effets prennent corps sur des durées de l'ordre de ω_p^{-1} , soit quelques femtosecondes pour les densités typiques de nos expériences. Il faut donc les prendre en compte lorsque l'on considère l'interaction d'une impulsion courte avec un plasma.

Défocalisation due à l'onde plasma longitudinale : Si l'on se concentre sur les effets de la perturbation de densité longitudinale, on peut prouver qu'il est impossible que l'autofocalisation relativiste provoque le guidage d'une impulsion plus courte que la période plasma $\omega_p \tau_0 \leq 1$. En effet l'impulsion génère une onde de sillage avec un maximum de densité sur l'axe qui va donc la défocaliser et annuler les effets relativistes focalisants. Sprangle [Ting *et al.* 1990, Sprangle *et al.* 1990b,a] a montré que pour une impulsion telle que $\omega_p \tau_0 \leq 1$, la puissance d'autofocalisation relativiste effective devient :

$$P_c^{eff} = \frac{2P_c}{\omega_p^2 \tau_0^2} \gg P_c$$

Je présente ici un calcul dans le cas faiblement relativiste qui prouve qu'une impulsion courte, $\omega_p \tau_0 \simeq 1$, peut ne pas s'autofocaliser, même si $P > P_c$. Ecrivons tout d'abord l'indice de réfraction linéarisé (pour $a_0 \ll 1$) :

$$(1.71) \quad \eta(r) = 1 - \frac{n_e}{2n_c} \left(1 - \frac{a_0^2(r)}{4} + \delta_\psi(r) \right)$$

où $\delta_\psi(r) = \delta n_\psi(r)/n$. Tant que $\partial\eta/\partial r < 0$, il est possible de compenser la diffraction, par contre si $\partial\eta/\partial r > 0$, l'impulsion diffracte forcément. Ainsi, l'autofocalisation relativiste est impossible si $\partial/\partial r [a_0^2(r, \psi)/4 - \delta_\psi(r, \psi)] > 0$. on peut calculer $\delta_\psi(r, \psi)$ en résolvant l'équation d'onde des ondes plasma¹¹ :

$$(1.72) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial \psi^2} + k_p^2 \right) \delta_\psi = \nabla^2 \frac{a^2}{2}$$

La solution est donnée par la relation :

$$(1.73) \quad \delta_\psi(r, \psi) = k_p^{-1} \int_{-\infty}^{\psi} d\psi' \sin[\omega_p(\psi - \psi')] \nabla^2 \frac{a^2}{2}$$

Cette équation peut être résolue analytiquement si l'on suppose une impulsion de la forme :

$$(1.74) \quad a(r, \psi) = a_0 e^{-r^2/w_0^2} \sin(\pi\psi/L) H(\psi) H(L - \psi)$$

où $L = c\tau$ est la longueur totale de l'impulsion et H, est la fonction d'Heaviside. Dans ces conditions, la solution de l'équation 1.72 se met sous la forme $\delta_\psi(r, \psi) = \delta_\psi(\psi) \exp[-2r^2/w_0^2]$. La dépendance transverse étant identique pour l'onde laser et l'onde plasma, l'impulsion n'est pas guidée si :

$$(1.75) \quad a_0^2(\psi)/4 - \delta_\psi(\psi) < 0$$

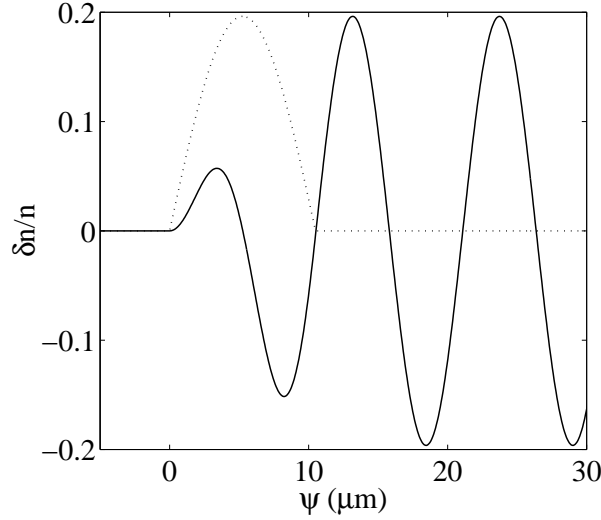


FIG. 1.14 – *Trait pointillé : profil d'une impulsion de profil sinusoïdal, avec $\tau = 35$ fs et $a_0 = 0.5$. Trait plein : perturbation de densité provoquée par la force pondéromotrice dans un plasma de $n_e = 10^{19}$ cm $^{-3}$.*

La solution $\delta_\psi(\psi)$ de l'équation 1.72 est donnée par :

$$\begin{aligned} \delta_\psi(\psi) &= \frac{\pi^2 a_0^2}{k_p^2 L^2 - 4\pi^2} \left[\cos(2\pi\psi/L) - \cos(k_p\psi) \right] H(\psi), \quad \text{pour } \psi < L \\ &= \frac{\pi^2 a_0^2}{k_p^2 L^2 - 4\pi^2} \left[\cos[k_p(\psi - L)] - \cos(k_p\psi) \right], \quad \text{pour } \psi \geq L \end{aligned}$$

La figure 1.14 représente un exemple d'onde plasma générée par une impulsion de 35 fs dans un plasma de $n_e = 10^{19}$ cm $^{-3}$. On peut observer la présence d'une surdensité défocalisante à l'avant de l'impulsion.

Sur la figure 1.15, on a représenté le paramètre $a_0^2(\psi)/4 - \delta_\psi(\psi)$ de l'équation 1.75, pour une impulsion vérifiant $\omega_p\tau \simeq 1$. On constate que ce paramètre est négatif pour quasiment toute la longueur de l'impulsion. Pour une impulsion courte, l'inégalité 1.75 est donc bien respectée quelle que soit la valeur de P/P_c , et l'autofocalisation relativiste est impossible.

Nous identifions donc deux régimes :

- Le sillage classique [Gorbunov & Kirsanov 1987, Mora & Amiranoff 1989, Teychenné 1994], pour lequel $\omega_p\tau_0 \simeq 1$. L'impulsion ne peut s'autofocaliser¹² et les instabilités Raman n'ont pas lieu.

¹¹Valable pour $a_0 \ll 1$ et $\delta_\psi \ll 1$.

¹²Remarquons qu'une impulsion de durée $\omega_p\tau_0 < 1$ peut être guidée par une onde

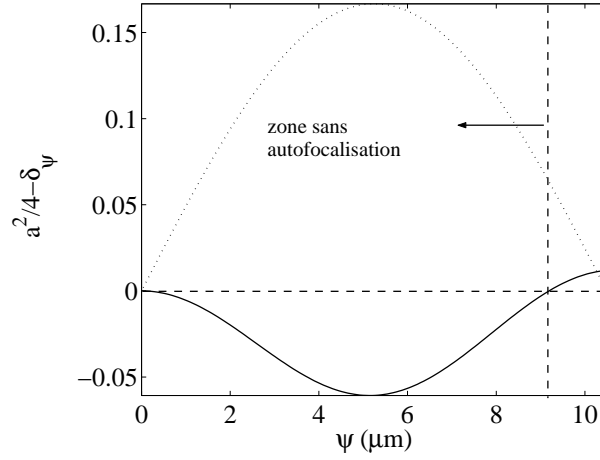


FIG. 1.15 – *Trait pointillé : profil d'une impulsion vérifiant $\omega_p \tau \simeq 1$. Paramètre $a_0^2(\psi)/4 - \delta_\psi(\psi)$, permettant d'identifier les zones où l'autofocalisation relativiste est impossible.*

- Le sillage automodulé, pour lequel $\omega_p \tau_0 \gg 1$. L'autofocalisation relativiste et les instabilités Raman jouent alors un rôle prépondérant.

Seules les impulsions vérifiant $\omega_p \tau_0 \gg 1$ peuvent donc s'autofocaliser par effet relativiste. Cependant, sur une longueur $\simeq c/\omega_p$, l'avant de l'impulsion a tendance à se défocaliser en raison de la surdensité générée par la force pondéromotrice. Ce mécanisme peut limiter la longueur de guidage : au bout d'une longueur de Rayleigh, l'avant de l'impulsion s'est défocalisé et la durée d'impulsion est réduite de ω_p^{-1} . En raisonnant simplement, on pourrait penser qu'une impulsion de durée $\tau_0 = 100 \omega_p^{-1}$ peut rester autofocalisée sur une longueur de $100 z_R$. Cependant, la réalité est certainement beaucoup plus compliquée car l'impulsion se déforme au cours de sa propagation. En se déformant, elle pourrait par exemple prendre une forme particulière (*tailored pulse* [Sprangle & Esarey 1992, Krall *et al.* 1994]) lui permettant de rester guidée plus longtemps.

Effets focalisants dus à l'expulsion radiale des électrons : On se place maintenant dans le cas d'une impulsion suffisamment longue pour qu'elle puisse s'autofocaliser : $\omega_p \tau_0 \gg 1$. Il s'agit ici de considérer les effets de la force pondéromotrice transverse : elle a tendance à expulser les

plasma [Esarey & Ting 1990, Sprangle *et al.* 1990b] déjà existante si elle possède une phase convenable par rapport à l'onde plasma. Ceci sort du cadre de ce j'ai exposé : j'ai considéré jusqu'à présent la réponse auto-consistante du plasma à l'impulsion. L'onde plasma est alors générée par l'impulsion elle-même et n'existe pas à priori.

électrons hors de l'axe et donc à créer un canal de plasma qui peut favoriser l'autofocalisation relativiste. On considère ici que les ions sont fixes, ce qui est valable tant que $\omega_{pi}\tau_0 \ll 1$. On peut cette fois-ci écrire l'indice de réfraction sous la forme :

$$(1.76) \quad \eta = 1 - \frac{n_e}{2n_c} \left(1 - \frac{a_0^2(r)}{4} + \delta_r(r) \right)$$

où $\delta_r(r) = \delta n_r(r)/n$. On peut très facilement calculer $\delta_r(r)$ dans le régime stationnaire et faiblement relativiste. L'équation d'onde sur les ondes plasmas (équation 1.72) donne alors :

$$(1.77) \quad \delta_r(r) = \frac{c^2}{\omega_p^2} \nabla^2 \frac{a^2}{2}$$

Le calcul autour de l'axe ($r/w_0 \ll 1$) donne alors :

$$(1.78) \quad \delta_r(r) = -\frac{2}{k_p^2 w_0^2} \left[1 - \frac{r^2}{w_0^2} + \mathcal{O}(r^4/w_0^4) \right] a_0^2 \exp \left[-2 \frac{r^2}{w_0^2} \right]$$

Finalement, en incluant le régime relativiste, on obtient au premier ordre [Esarey *et al.* 1997b] :

$$(1.79) \quad \delta_r = -\frac{2}{k_p^2 w_0^2} \frac{a_0^2}{(1 + a_0^2/2)^{1/2}}$$

Le calcul complet [Sun *et al.* 1987, Borisov *et al.* 1992, 1995], qui ne fait pas l'hypothèse d'un faisceau gaussien, permet d'obtenir un seuil d'autofocalisation relativiste légèrement différent (que l'on nommera P_c^{2D}) :

$$(1.80) \quad P_c^{2D} [\text{GW}] = 16.2 \frac{n_c}{n_e}$$

Lorsque la puissance est très élevée, Sun *et al.* [1987] ont trouvé un régime dans lequel tous les électrons peuvent être expulsés de l'axe. Ce régime, dit de cavitation, est atteint lorsque la puissance dépasse $1.1 P_c^{2D}$. Cet effet a été observé dans des simulations [Mora & Antonsen 1996] et peut s'avérer gênant car en supprimant la densité sur l'axe, on supprime les instabilités à l'endroit où l'intensité est la plus élevée. Dans des simulations PIC plus détaillée, Tzeng & Mori [1998] ont observé qu'à mesure que le plasma est chauffé (entre autre par le Raman arrière), la pression thermique compense la pression pondéromotrice et le régime de cavitation n'est jamais atteint.

Pour conclure sur l'autofocalisation relativiste, j'aimerais préciser que ces calculs sont valables pour une impulsion gaussienne limitée par la diffraction. Dans la réalité, le profil de l'impulsion peut être défectueux et cela peut avoir un impact décisif sur le seuil d'autofocalisation réel. De plus lorsque l'impulsion laser interagit avec le plasma, elle perd vite sa forme initiale, se déforme et la physique de l'interaction devient beaucoup plus compliquée. Seules des simulations numériques peuvent alors rendre compte en détail de l'évolution de l'interaction. Par exemple, des simulations PIC tri-dimensionnelle [Pukhov & Meyer-ter-Vehn 1996] ont montré, que l'impulsion pouvait s'autofocaliser en un filament de diamètre de l'ordre de c/ω_p . L'intensité laser peut ainsi augmenter de plus d'un facteur 10, modifiant à nouveau la nature de l'interaction.

Effets pondéromoteurs sur les ions

En impulsion courte (typiquement $\tau_0 < 500$ fs), c'est l'autofocalisation relativiste qui domine et les ions peuvent être considérés comme immobiles. Cependant lorsque la durée d'impulsion est de l'ordre de la période de mouvement ionique $\omega_{pi}\tau_0 \geq 1$, il faut prendre en compte ce mouvement. Typiquement, pour un plasma d'Hélium de $n_e = 5 \times 10^{19}$ W.cm⁻², $\omega_{pi} \simeq 0.4$ ps, on voit qu'il suffit de quelques picosecondes pour que cet effet devienne important.

Après quelques périodes plasma, les électrons ont été expulsés transversalement de l'axe de propagation par la force pondéromotrice. L'inertie des ions restés sur l'axe est telle qu'il s'établit un champ de charge d'espace qui va tirer les ions hors de l'axe de propagation et vers les électrons. Il en résulte la création d'un canal ionique qui pourra faciliter l'autofocalisation. Ceci a lieu typiquement sur un temps de l'ordre de ω_{pi}^{-1} .

Considérons plus précisément le mouvement des ions dû à la force pondéromotrice. Marquès *et al.* [1993] a développé un modèle fluide 1D non relativiste pour le mouvement radial des ions. En négligeant la pression thermique ainsi que l'inertie des électrons¹³, on peut écrire l'équation du mouvement et l'équation de conservation de la charge sous la forme :

$$(1.81) \quad \begin{aligned} m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} + Z \frac{\nabla_{\perp} I}{2cn_c} &= 0 \\ \frac{dn_i}{dt} + n_i \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{v}_i &= 0 \end{aligned}$$

¹³On considère donc ici $n_e(r) = Zn_i(r)$, ce qui est justifié si l'on considère des échelles de temps $\omega_{pi}^{-1} \gg \omega_p^{-1}$

où n_i et \mathbf{v}_i sont respectivement la densité ionique et la vitesse ionique. On constate que force pondéromotrice agit sur les ions (via la charge d'espace), mais son action est cependant réduite d'un facteur Zm_e/m_i par rapport à son effet sur les électrons. On peut montrer [Marquès *et al.* 1993] que pendant les premiers instants du creusement, la densité sur l'axe évolue comme :

$$(1.82) \quad n_i(r = 0, t) = n_{i0} \left(1 - \frac{t^2}{\tau_{pond}^2} \right)$$

où τ_{pond} est le temps caractéristique de creusement pondéromoteur :

$$(1.83) \quad \tau_{pond} = \left(\frac{m_i c n_c w_0^2}{2Z I_0} \right)^{1/2}$$

Pour ces calculs, on a supposé une impulsion gaussienne en espace et constante en temps : $I = I_0 \exp(-2r^2/w_0^2)$. Cela donne $\tau_{pond} \simeq 7$ ps pour une impulsion à $1 \mu\text{m}$ de $I_0 = 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une tache focale de $w_0 = 10 \mu\text{m}$ se propageant dans l'Hélium. Au bout d'environ 1 ps, le trou de densité ainsi formé est déjà de $\delta_r \simeq 3\%$. Si l'on suppose une impulsion gaussienne en temps et en espace, $I(t) = I_0 \exp[-4 \ln 2 (t - t_0)^2 / \tau_0^2]$, alors l'évolution de la densité sur l'axe est :

$$(1.84) \quad n_i(r = 0, t) = n_{i0} \exp \left[\frac{\sqrt{\pi}}{\tau_{pond}^2} \left(\int_0^t \text{erf}[2\sqrt{\ln 2}(t - t_0)] dt + \text{erf}(2\sqrt{\ln 2} t_0) t \right) \right]$$

Remarquons que même après le passage de l'impulsion, les ions continuent de dériver, sous l'effet de l'attraction initiale due à la charge d'espace. Lorsque la séparation des charges se produit très violemment (comme c'est le cas avec une impulsion très intense et très autofocalisée), elle est capable d'accélérer transversalement les ions à des vitesses relativistes [Krushelnick *et al.* 1999, Sarkisov *et al.* 1999].

Il existe tout de même un régime de validité pour ce modèle. Tout d'abord, les équations sont non relativistes, ce qui impose $I < 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. On a également fait l'hypothèse que l'on pouvait négliger l'inertie des électrons, auquel cas $n_e = Zn_i$. Cela n'est cependant pas le cas aux fortes intensités lorsque les électrons sont totalement expulsés du volume focal laser. Par exemple dans le cas limite où tous les électrons ont été chassés de l'axe, l'équation du mouvement des ions est complètement dominée par la charge d'espace :

$$(1.85) \quad m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = Ze\mathbf{E}$$

où \mathbf{E} est le champ électrostatique de charge d'espace défini par $\nabla \cdot \mathbf{E} = -e(n_e - Zn_i)/\epsilon_0$. Soit si tous les électrons sont éjectés hors de l'axe, $E \sim Zen_i w_0/\epsilon_0$. En injectant cela dans l'équation précédente, on obtient :

$$(1.86) \quad \frac{dv_i}{dt} \sim w_{pi}^{-2} w_0$$

Cela confirme bien que dans ce cas, les ions évoluent selon le temps caractéristique ω_{pi}^{-1} et non τ_{pond} . En réalité, dans le cas où la force pondéromotrice est très forte, on ne peut pas négliger l'inertie des électrons et les hypothèses utilisées précédemment ne sont plus valables. Le modèle décrit ci-dessus ne peut donc être utilisé que si :

$$(1.87) \quad \tau_{pond} < \omega_{pi}^{-1}$$

Effets relativiste et pondéromoteur ionique combinés

Dans le cas d'impulsion suffisamment longue ($\omega_{pi}\tau_0 \geq 1$, soit typiquement $\tau_0 > 1$ ps) et d'intensité suffisamment élevée ($I > 10^{17}$ W.cm⁻²), le creusement pondéromoteur et l'autofocalisation relativiste doivent être tous deux pris en compte. L'indice du milieu peut alors s'écrire :

$$(1.88) \quad \eta(r) = 1 - \frac{n_e}{2n_c} \left(1 - \frac{a_0^2}{4} + \Delta n/n \right)$$

où Δn est le trou de densité dû au mouvement des ions. On montre que l'impulsion est guidée si $P > P_M$ où :

$$(1.89) \quad P_M = P_c \left(1 - \Delta n/\Delta n_c \right)$$

où Δn_c , défini au paragraphe suivant (équation 1.92), est le trou de densité nécessaire pour guider une impulsion de faible puissance. Remarquons que dans un cas réel, la puissance, l'intensité et le trou de densité évoluent au cours du temps. Les zones de l'impulsion qui vérifient $P(t)/P_M(t) > 1$ sont auto-guidées, les autres diffractent simplement. Par exemple, au premier temps du creusement et pour une impulsion gaussienne en temps :

$$(1.90) \quad \frac{P(t)}{P_M(t)} = \frac{P_0}{P_c} \frac{e^{-4 \ln(2)t^2/\tau_0^2}}{1 - n_e t^2 / (\Delta n_c \tau_{pond}^2)}$$

Pour obtenir une expression simple, on a fait ici l'hypothèse d'une impulsion constante en temps pour le calcul du trou de densité; on a donc utilisé la relation 1.82 au lieu de 1.84. Sur la figure 1.16, on a tracé l'évolution de P/P_M pour une impulsion gaussienne, en utilisant l'équation 1.90.

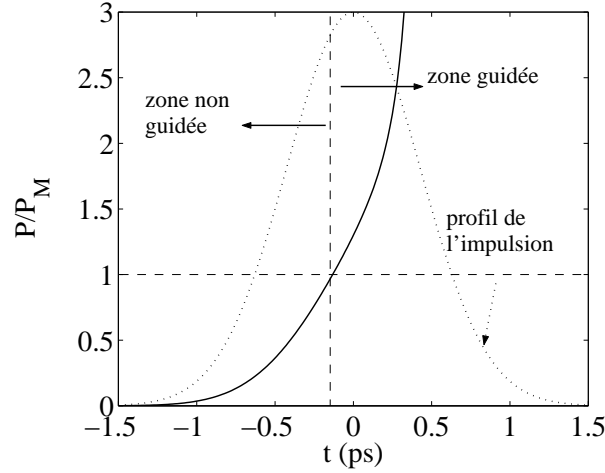


FIG. 1.16 – *Trait plein* : évolution de P/P_M , d'après l'équation 1.90. *Trait pointillé* : profil temporel de l'impulsion. Les paramètres sont $I = 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, $w_0 = 6 \mu\text{m}$, $\tau_0 = 1 \text{ ps}$, $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

1.4.2 Guidage dans des canaux de plasma

On s'intéressera ici essentiellement au guidage plasma réfractif (par analogie aux fibres à gradient d'indice). Il est aussi possible de guider une impulsion par réflexion en incidence quasi-rasante ; c'est par exemple le cas lorsqu'on utilise un tube capillaire [Dorchies *et al.* 1998].

Dans un canal de plasma, il est possible de réaliser le guidage d'impulsions telles que $P < P_c$. De la même façon que dans une fibre à gradient d'indice, dans un canal de plasma, la densité électronique n'est pas homogène transversalement et l'indice s'écrit :

$$(1.91) \quad \eta(r) = 1 - \frac{n_e(r)}{2n_c}$$

Par analogie avec l'équation 1.64, la condition pour guider une impulsion de rayon w_0 dans un canal de profil parabolique ($n_e(r) = n_{e0} + \Delta n r^2/w_0^2$) est :

$$(1.92) \quad \Delta n = \Delta n_c = \frac{4\epsilon_0 m_e c^2}{\pi e^2 w_0^2}$$

Soit $\Delta n_c [\text{cm}^{-3}] = 1.13 \times 10^{20}/w_0^2 [\mu\text{m}]$. Par exemple, pour guider une impulsion de rayon $w_0 = 20 \mu\text{m}$ dans un plasma de 10^{19} cm^{-3} , il faut $\Delta n/n_{e0} = 2.8\%$.

Il est possible de générer de tels canaux en expulsant les ions de l'axe de propagation. Plusieurs méthodes sont possibles pour obtenir un tel trou de densité :

- En ionisant un gaz à l'aide d'un laser intense et à impulsion longue. Il y a alors création d'un choc hydrodynamique et expansion hydrodynamique du plasma [Johnson & Chu 1974]. La formation du canal a lieu sur des temps de l'ordre de $\tau_{hydro} = w_0/c_S$. Soit par exemple pour un plasma de $T_e = 100$ eV et $w_0 = 20 \mu\text{m}$, $\tau_{hydro} = 280$ ps. Il est donc possible d'utiliser une impulsion longue pour créer un plasma qui se détend et forme un canal de plasma [DurfeeIII *et al.* 1995, Malka *et al.* 1997b, De Wispelaere 1997, De Wispelaere *et al.* 1999, Volfbeyn *et al.* 1999].
- On peut aussi utiliser une impulsion courte qui s'autofocalise. Après son passage, les ions, ayant subi une impulsion due à la séparation de charge pendant l'interaction, se mettent alors à bouger et créent ainsi un canal dont la profondeur et le diamètre varient rapidement. Il est alors possible de guider une autre impulsion courte et intense dans ce canal [Krushelnick *et al.* 1997, Chen *et al.* 1998b].
- Création de plasma à profil de densité parabolique dans des décharges capillaires [Ehrlich *et al.* 1996].

Lorsque $\Delta n/\Delta n_c = 1$, le faisceau laser est parfaitement adapté au canal et le rayon reste constant. Par contre, lorsque $\Delta n/\Delta n_c > 1$, le diamètre du faisceau se met à osciller le long de la propagation. La période d'oscillation est : $\lambda_\beta = \pi z_R (\Delta n_c/\Delta n)^{1/2}$.

Lorsque le laser est suffisamment intense et que sa puissance se rapproche de la puissance d'autofocalisation relativiste, la condition de guidage dans un canal de plasma devient :

$$P > P_M = P_c \left(1 - \Delta n/\Delta n_c\right)$$

Cette condition est identique à l'équation 1.89, sauf peut-être qu'ici, le trou de densité Δn peut être considéré comme stationnaire si l'on dispose d'une impulsion suffisamment courte par rapport au temps d'expansion du canal.

Lorsque $P > P_c$ et $\omega_p \tau_0 \gg 1$, c'est à nouveau l'autofocalisation relativiste qui domine et le canal est inutile.

1.4.3 Instabilité Raman avant dans les canaux de plasma

Il semble que les canaux de plasma aient tendance à réduire l'instabilité Raman avant et ceci pour plusieurs raisons :

- La densité électronique n'étant pas uniforme radialement, on peut penser que cela va avoir tendance à diminuer la condition de résonance pour le Raman.

Échelle de temps	régime de puissance	mécanismes	condition de guidage
$\omega_0^{-1} \ll \tau_0 < \omega_p^{-1}$	relativiste $P > P_c$	effets focalisants relativistes et onde plasma défocalisante	impossible
$\omega_p \tau_0 \gg 1$	$P > P_c$	autofocalisation relativiste expulsion radiale des électrons	$P > P_c^{2D} = 16.2 n_c / n_e [\text{GW}]$
$\omega_{pi} \tau_0 > 1$	$P \sim P_c$	autofocalisation pondéromotrice et relativiste	$P(t) > P_M(t)$ $P_M(t) = P_c(1 - \Delta n(t) / \Delta n_c)$
$\forall \tau_0$	$P \ll P_c$	canal préformé	$\Delta n > \Delta n_c$
$\omega_p \tau_0 \gg 1$ $\tau_0 < \min(\tau_{hydro}, \tau_{pond})$	$P \sim P_c$	canal préformé effets relativistes	$P > P_M$

TAB. 1.5 – Les différents régimes pour le guidage ou pour l'autofocalisation d'une impulsion laser dans un plasma.

- L'instabilité Raman 2D (ou d'auto-modulation) provoque une modulation à ω_p du diamètre de l'impulsion. Ceci peut être interprété comme l'apparition de nouveaux modes du canal de plasma. Dans certains cas, le canal ne peut supporter que le mode fondamental ; les autres modes "s'échappent" par les parois du guide (*leaky channels* [DurfeeIII *et al.* 1995]). Dans ce cas, la modulation de l'enveloppe ne peut être maintenue et l'instabilité 2D est fortement diminuée [Antonsen & Mora 1995].
- Dans le cas d'un canal pouvant supporter des modes d'ordre supérieurs, le problème demeure. En effet, les modes se propageant avec différentes vitesses de groupe, ils finissent par interférer et ils détruisent la modulation de l'enveloppe à ω_p nécessaire à l'excitation de l'onde plasma¹⁴ [Esarey & Leemans 1999].

Cependant ces considérations sont purement théoriques et aucune preuve expérimentale de ces phénomènes n'a été observée. De plus, il est probable que ces phénomènes disparaissent lorsque $P/P_c > 1$, le rôle du canal étant alors négligeable.

Dans la table 1.5, nous résumons les régimes principaux du guidage d'une impulsion intense dans un plasma.

¹⁴Ces arguments s'appliquent également au cas du guidage dans les capillaires.

1.5 Accélération par l'onde plasma

Nous avons vu jusqu'à présent comment l'instabilité Raman avant permet de générer une onde plasma intense $\delta n/n = \delta \cos[k_p(z - v_p t)]$, où δ est l'amplitude de l'onde. Si le laser est guidé ou auto-guidé, l'onde plasma existe sur de grandes longueurs et peut alors être utile à l'accélération de particules.

L'onde plasma a une vitesse de phase relativiste, on définit donc le facteur de Lorentz :

$$(1.93) \quad \gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$$

et $\beta_p = v_p/c$. On associera de même $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ à un électron se propageant à une vitesse relativiste.

L'onde plasma est la source d'un champ électrique longitudinal E_p comme le montre l'équation de Poisson :

$$(1.94) \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_p = -e \frac{\delta n}{\epsilon} = -\frac{en_e \delta}{\epsilon_0 k_p} \sin \xi = -E_{p0} \sin \xi$$

où $\xi = k_p(z - v_p t)$ et $E_{p0} = E_{max} \delta$. Le champ électrique peut donc atteindre au maximum ($\delta = 1$), la valeur E_{max} :

$$(1.95) \quad E_{max} = \frac{en_e}{\epsilon_0 k_p} = \frac{m_e c \omega_p}{e}$$

Dans un plasma de $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, il est donc possible d'obtenir des champs de l'ordre de 300 GV.m^{-1} .

Sur la figure 1.17, on constate qu'il existe des parties décélératrices de l'onde plasma ainsi que des parties accélératrices. Un électron est accéléré au maximum sur une distance correspondant à une demi-longueur d'onde dans le référentiel de l'impulsion ; au delà, il entre dans la partie décélératrice. Cette longueur, la longueur de déphasage L_{deph} s'écrit donc $\xi = k_p(L_{deph} - v_p t) = \pi$. Si l'on considère que la vitesse de l'électron est $\simeq c$ et ne change pas trop durant l'interaction avec l'onde plasma, on obtient $L_{deph} = \lambda_p/[2(1 - \beta_p)]$. Et finalement si $\gamma_p \gg 1$:

$$(1.96) \quad L_{deph} \simeq \gamma_p^2 \lambda_p$$

Dans le meilleur des cas, l'électron peut donc gagner une énergie $W_{max} = eE_p L_{deph}$ soit $W_{max} = 2\pi m_e c^2 \gamma_p^2 (E_p/E_{max})$.

Ces considérations simples nous donnent un ordre de grandeur de l'énergie qu'un électron peut gagner dans une onde plasma. Cependant, nous avons

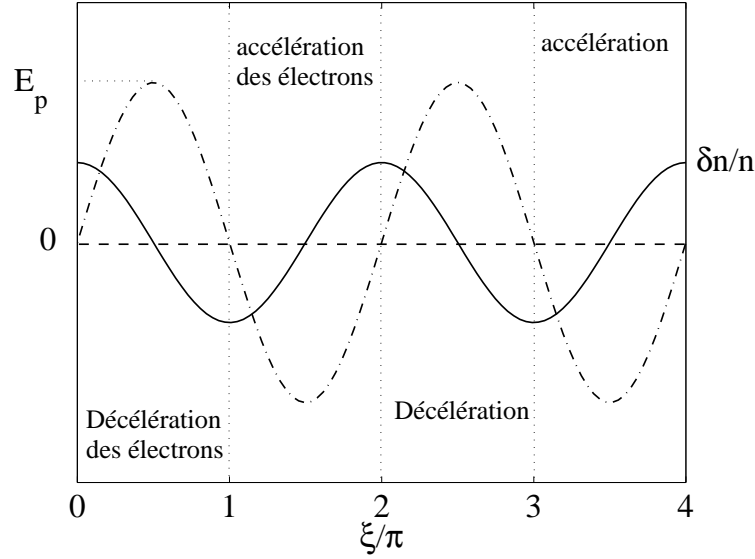


FIG. 1.17 – Onde plasma 1D (trait continu) et champ électrique longitudinal associé (trait discontinu).

ici supposé que l'électron était déjà très relativiste. En réalité, pour qu'un électron soit accéléré efficacement, il faut qu'il soit piégé par l'onde plasma. Le calcul exact du gain d'énergie, exposé dans la suite, donne un résultat légèrement différent.

1.5.1 Piégeage dans l'onde plasma

Un électron très lent ne peut échanger d'énergie avec l'onde : il ne peut rester en phase avec elle car elle le dépasse très rapidement. Tout comme un surfeur qui veut attrapper sa vague, l'électron doit donc posséder une vitesse minimale afin de pouvoir être piégé et de gagner efficacement de l'énergie.

La théorie du piégeage des électrons dans une onde plasma relativiste 1D a été explorée par [Tajima & Dawson \[1979\]](#), [Mora & Amiranoff \[1989\]](#). On n'en résumera ici que les principaux résultats. La trajectoire d'un électron dans un potentiel se caractérise par la conservation de son énergie totale. Cela s'écrit dans le référentiel de l'onde :

$$(1.97) \quad \gamma' - e\phi' = \gamma'_0 - e\phi'_0 = \text{const.}$$

où γ' et $-e\phi' = \gamma_p \delta \cos \xi$ sont respectivement l'énergie cinétique¹⁵ et l'énergie

¹⁵En fait, l'énergie cinétique est $(\gamma' - 1)m_e c^2$.

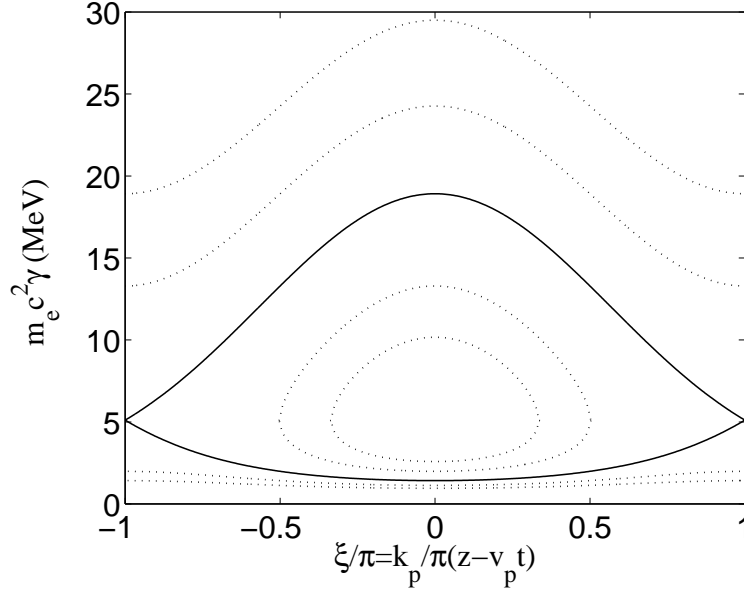


FIG. 1.18 – Trajectoire d'électrons dans une onde plasma représentée dans l'espace des phases (ξ, γ) pour $\gamma_p = 10$, $\delta = E_{p0}/E_{max} = 5\%$. Les orbites ouvertes représentent les particules non piégées et les orbites fermées les trajectoires piégées. La séparatrice est représentée en trait plein. L'énergie maximale que peut gagner une particule est l'amplitude de sa trajectoire.

potentielle dans le référentiel de l'onde. On peut alors exprimer l'énergie cinétique dans le référentiel du laboratoire en utilisant la transformation de Lorentz sur l'énergie :

$$(1.98) \quad \gamma = \gamma' \gamma_p \pm (\gamma_p^2 - 1)^{1/2} (\gamma'^2 - 1)^{1/2}$$

Le signe + correspond à des vitesses β' positives et le signe – à des vitesses négatives. La résolution de ces équations permet de déterminer les trajectoires des électrons, ce qui est représenté sur la figure 1.18 dans l'espace (ξ, γ) . Le trait plein (la séparatrice) représente le cas limite entre les trajectoires d'électrons piégés et non piégés. Les orbites ouvertes du haut représentent des particules plus rapides que l'onde plasma et non piégées tandis que les orbites ouvertes du bas représentent des particules plus lentes que l'onde et également non piégées. Pour être piégée, une particule ne doit être ni trop lente ni trop rapide :

$$(1.99) \quad \begin{aligned} \gamma &> \gamma_{min} = \gamma_p(1 + 2\gamma_p\delta) - (\gamma_p^2 - 1)^{1/2}[(1 + 2\gamma_p\delta)^2 - 1]^{1/2} \\ \gamma &< \gamma_{max} = \gamma_p(1 + 2\gamma_p\delta) + (\gamma_p^2 - 1)^{1/2}[(1 + 2\gamma_p\delta)^2 - 1]^{1/2} \end{aligned}$$

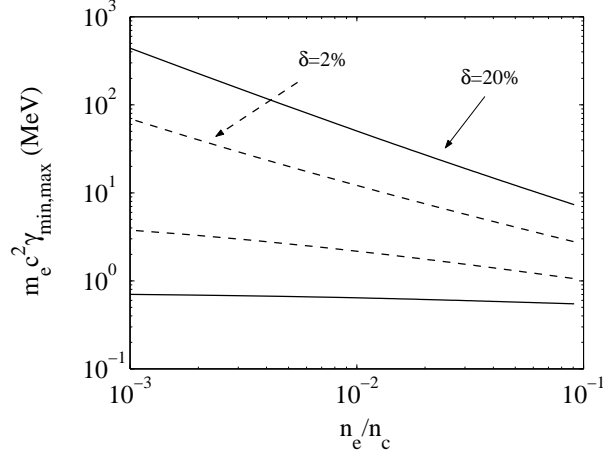


FIG. 1.19 – Energies minimales et maximales γ_{min} , γ_{max} pour piéger un électron dans une onde, en fonction de n_e/n_c . Courbe pleine : $\delta = 20\%$, courbe pointillée : $\delta = 2\%$.

Ces énergies minimales de piégeage sont représentées sur la figure 1.19. On voit que même pour une onde plasma intense ($\delta = 20\%$), des électrons d'énergies supérieures à 500 keV sont nécessaires.

L'énergie maximale que peut gagner une particule est donnée par l'amplitude maximale de sa trajectoire dans le plan (ξ, γ) . Dans le meilleur cas, un électron est piégé sur la séparatrice et l'énergie qu'il peut gagner au maximum est :

$$(1.100) \quad W_{max} = 2m_e c^2 (\gamma_p^2 - 1)^{1/2} [(1 + 2\gamma_p \delta)^2 - 1]^{1/2}$$

Soit, si l'on fait l'hypothèse d'un plasma sous-dense : $\gamma_p = \omega_0/\omega_p \gg 1$ et :

$$(1.101) \quad W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \delta = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \frac{E_{p0}}{E_{max}}$$

L'énergie que peut gagner un électron est représentée sur la figure 1.20, ainsi que la longueur de déphasage correspondante. Il est clair que pour obtenir un accélérateur laser plasma efficace, il faut travailler aux faibles densités. Par exemple pour un gain de 1 GeV, il faut une onde plasma de $\delta = 50\%$ sur une longueur de 3 cm dans un plasma à 10^{18} cm^{-3} .

1.5.2 Onde plasma non linéaire, déferlement

La théorie considérée jusqu'à présent considère que les électrons sont accélérés dans une onde plasma linéaire, c'est-à-dire parfaitement sinusoïdale.

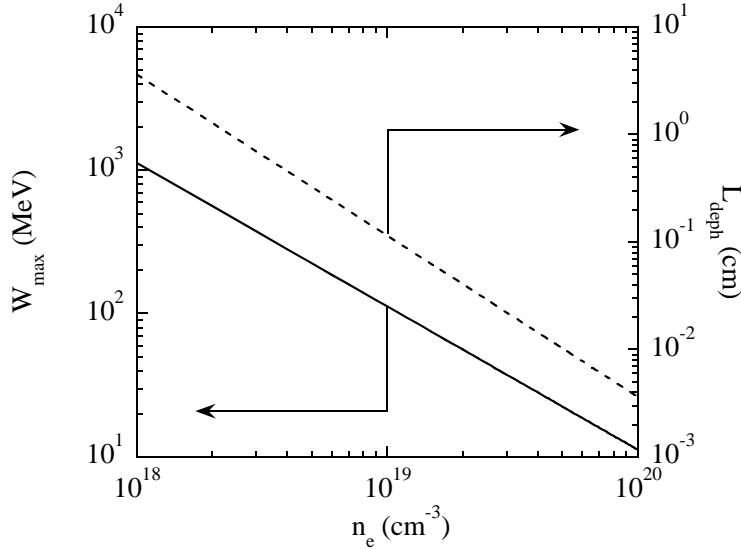


FIG. 1.20 – *Trait plein* : énergie maximale que peut gagner un électron dans une onde plasma d'amplitude $\delta = E_{p0}/E_{max} = 50\%$. *Trait pointillé* : longueur de déphasage correspondant à ce gain d'énergie.

En réalité, l'onde plasma étant excitée par l'instabilité Raman avant, elle peut atteindre des amplitudes très élevées, devient alors non linéaire [Dawson 1959] et perd sa forme sinusoïdale (voir figure 1.21). Le champ électrique associé à cette onde plasma non linéaire peut dépasser E_{max} et le piégeage de particules devient alors bien plus facile [Esarey & Pilloff 1995].

Lorsque le champ électrique atteint des valeurs telles que même les électrons qui participent aux oscillations collectives de l'onde plasma peuvent être piégés, on atteint le déferlement : l'onde piège les particules qui la créent, ce qui provoque également son atténuation et finalement sa destruction. Le champ au point de déferlement pour une onde plasma relativiste est [Akhiezer & Polovin 1956] :

$$(1.102) \quad E_{def} = \sqrt{2}\gamma_{\perp}^{1/2}(\gamma_p - 1)^{1/2}E_{max}$$

On voit donc que selon cette théorie, on pourrait atteindre des champs électriques encore plus élevés. Par exemple, avec le laser du LULI, à $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on obtient $E_{def} = 6E_{max} \simeq 1800 \text{ GV.m}^{-1}$.

Cette théorie n'est cependant pas complètement réaliste car elle suppose un plasma froid. En plasma chaud, les particules étant plus rapides, elles sont piégées plus facilement. Les particules sont piégées continûment pendant la

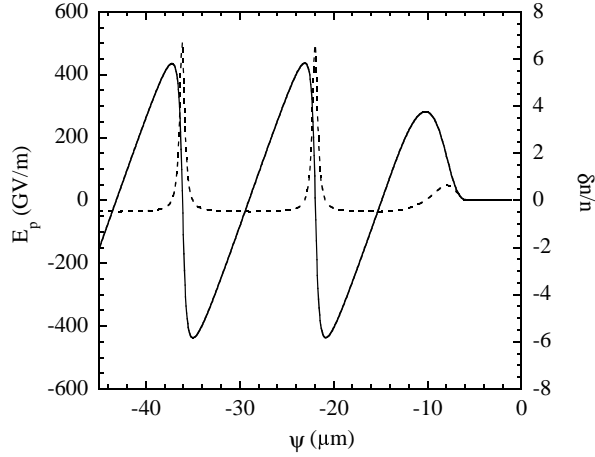


FIG. 1.21 – Schéma d'une onde plasma non linéaire (trait pointillé) et du champ électrique associé (trait plein).

croissance de l'onde et cela provoque donc un amortissement de l'onde ainsi qu'une diminution du seuil de déferlement. Ajoutons en plus que l'interaction laser-plasma chauffe les particules (par les instabilités Raman arrière et de côté) et qu'il paraît donc nécessaire de considérer un plasma chaud. Le calcul en plasma chaud, conduit par [Rosenzweig \[1988\]](#) et [Katsouleas & Mori \[1988\]](#), suppose une distribution électronique du type *waterbag*. Le seuil de déferlement est alors :

$$(1.103) \quad E_{th} = \left(\frac{m_e c^2}{3T_e} \right)^{1/4} f_{th}(\gamma_p, T_e) E_{max}$$

où $f_{th} \sim 1$. [Katsouleas & Mori \[1988\]](#) ont calculé exactement cette fonction pour des ondes plasma relativistes ($\gamma_p \gg 1$) : $f_{th}^2 = \ln [2\gamma_p^{1/2} (3T_e/m_e c^2)^{1/4}]$. Le champ maximum avec effet thermique E_{th} est représenté en fonction de la température sur la figure 1.22 ; comme on peut le constater, les effets thermiques peuvent abaisser considérablement le champ électrique au déferlement.

La production d'un grand nombre d'électrons relativistes dans plusieurs expériences a été interprétée comme la signature du déferlement de l'onde plasma relativiste [[Modena et al. 1995](#), [Umstadter et al. 1996a](#)]. En effet, dans les expériences, la détection d'un grand nombre d'électrons était en général corrélée avec l'observation de la perte de cohérence de l'onde plasma [[Modena et al. 1996](#)]. Lorsque l'onde plasma déferle, elle est fortement amortie et perd sa cohérence : elle n'a plus d'amplitude ni de vitesse de phase bien définie. La signature de ce phénomène se caractérise par l'élargissement des

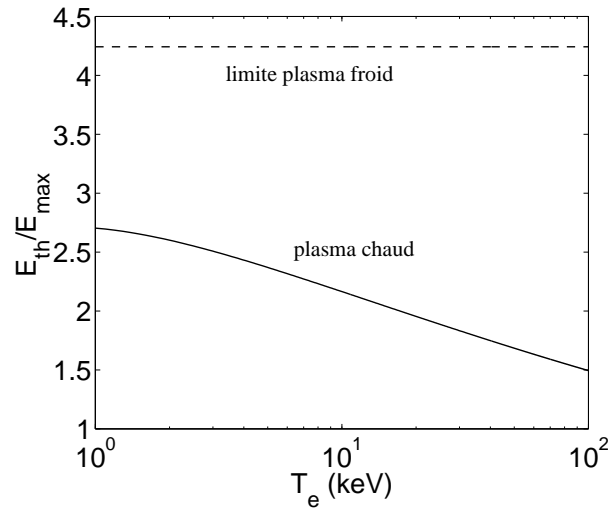


FIG. 1.22 – Amplitude maximale du champ lorsque l’onde plasma déferle et $\gamma_p = 10$. Trait plein : en prenant en compte les effets thermiques, trait pointillé : en plasma froid.

satellites Raman observés sur le spectre de l’impulsion, en corrélation avec l’augmentation brutale du nombre d’électrons relativistes détectés.

C’est ce que montrent aussi des simulations PIC récentes [Tzeng *et al.* 1997, 1999]. Ces simulations ont permis d’observer en détail le comportement de l’onde plasma pendant la phase d’évolution non linéaire et de piégeage. Ainsi, pour une impulsion de 600 fs avec $a_0 = 2$ et $n_e = 1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, dans un premier temps, l’onde plasma croît sous l’effet des instabilités, elle devient alors non linéaire et atteint de fortes amplitudes. Lorsque le champ atteint la valeur $E_{p0} \simeq 1.5E_{max}$, l’onde est très rapidement atténuée. Ceci est en accord avec le fait que lorsque le déferlement se produit, le piégeage massif atténue fortement l’onde. Cependant, ces simulations montrent également que la nature très non linéaire et complexe de l’interaction ne permettait pas de définir un seuil précis pour le déferlement. Dans un tel contexte, le déferlement correspond simplement au piégeage d’un nombre important d’électrons et il est difficile de définir une valeur seuil du champ électrique.

1.5.3 Piégeage par le Raman arrière

Des expériences plus récentes [Moore *et al.* 1997] (ainsi que les nôtres), ont montré que le piégeage pouvait également se faire dans une onde plasma moins intense ($E_{p0}/E_{max} < 1$).

Bertrand [Bertrand *et al.* 1995] et Esarey [Esarey *et al.* 1998, 1999] ont expliqué ce phénomène par le rôle important que joue le Raman arrière dans le chauffage des électrons. La lumière rétro-diffusée à $(\omega_0 - \omega_p, \simeq -\mathbf{k}_0)$ par le Raman arrière interfère avec l'onde pompe à (ω_0, \mathbf{k}_0) . Ceci crée donc une onde plasma à $(\omega_p, 2\mathbf{k}_0)$ dont la vitesse de phase $v_p \simeq \omega_p/(2k_0)$ permet aux électrons peu rapides d'être piégés. Ces électrons vont se déplacer le long d'orbites de piégeage similaires à celles de la figure 1.18 et s'ils gagnent suffisamment d'énergie, ils pourront alors être piégés dans l'onde plasma du Raman avant.

Notons qu'en polarisation linéaire, les ondes pompes et rétro-diffusées interfèrent et forment un réseau de potentiel (soit encore un champ électrostatique) à $2\omega_0$ se déplaçant à $v_g \simeq c$. Ce champ est capable d'accentuer l'accélération des électrons et facilite encore plus le piégeage dans l'onde plasma relativiste. Esarey a ainsi montré qu'en polarisation linéaire¹⁶, le piégeage d'un nombre conséquent de particules pourrait avoir lieu pour des ondes plasma presque linéaires [Esarey *et al.* 1998], d'amplitude $\delta = E_{p0}/E_{max} = 0.2$ (pour le cas particulier $\gamma_p = 8.5$).

1.5.4 Autres effets dans l'accélération

Jusqu'à présent, nous avons considéré une onde plasma 1D, d'amplitude constante. En réalité, dans les expériences, la situation est beaucoup plus compliquée :

- L'onde plasma a une structure bi-dimensionnelle qui peut affecter l'accélération des électrons [Mora 1992b].
- D'autres effets non linéaires peuvent modifier les paramètres de l'interaction : la variation de la vitesse de groupe, l'expulsion pondéromotrice des électrons, les effets relativistes.
- L'onde plasma croît le long de la propagation en raison de l'instabilité Raman, elle n'a donc pas une amplitude constante [Mora 1992a]. Lorsqu'elle déferle, elle est amortie, la croissance d'une autre onde peut alors redémarrer [Tzeng *et al.* 1997, 1999].
- Le laser est atténué au cours de sa propagation, ce qui peut également avoir des conséquences sur la croissance de l'onde après une propagation sur de longues distances.

Le fait que dans les expériences (y compris les nôtres), des électrons d'énergies supérieures aux estimations simples aient été mesurés nous indique que certains de ces effets sont d'une importance primordiale.

¹⁶En polarisation circulaire, le seuil serait plus élevé : $\delta = 0.5$.

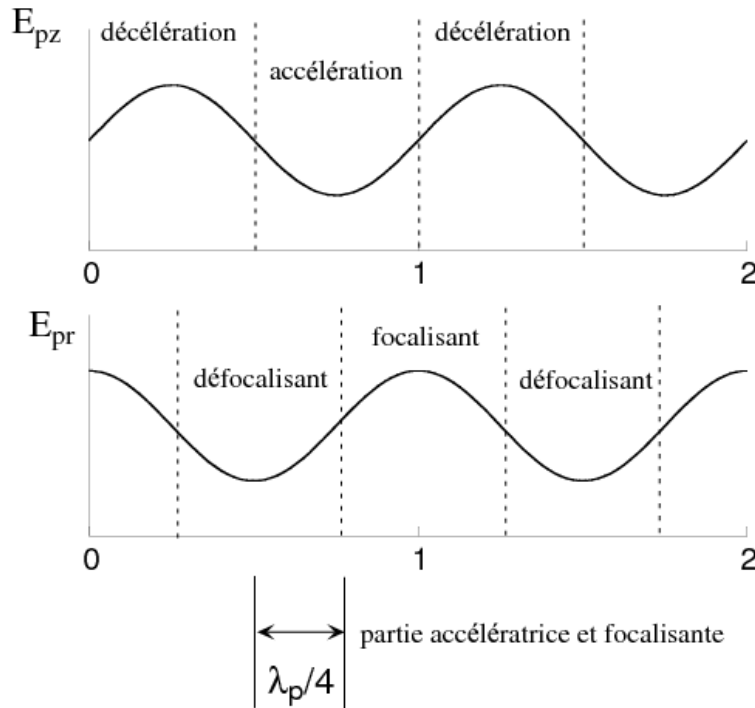


FIG. 1.23 – En haut : champ longitudinal de l'onde plasma, avec ses parties accélératrices et décélétratrices. En bas : champ radial de l'onde plasma, avec ses parties focalisantes et défocalisantes. En 2D, la longueur de déphasage devient $\lambda_p/4$.

Modèle plus complet d'accélération

Nous allons utiliser dans cette section un modèle simple [Esarey *et al.* 1998], mais qui devrait prendre en compte quelques effets énumérés dans les deux premiers points ci-dessus.

Tout d'abord, comme le faisceau laser a un rayon fini, comparable à (c/ω_p) , il excite également une onde plasma transverse [Gorbunov & Kirsanov 1987], et cela peut limiter l'accélération des électrons [Mora 1992b]. Comme on le voit sur la figure 1.23, l'onde plasma est accélératrice sur $\lambda_p/2$ mais elle est aussi défocalisante pour les électrons sur une longueur $\lambda_p/2$. Les électrons qui entrent dans les zones défocalisantes sont déviés hors de l'axe et ne peuvent plus gagner d'énergie dans l'onde longitudinale. Par conséquent, la longueur de déphasage en 2D devient $\lambda_p/4$ dans le référentiel de l'onde, soit dans le référentiel du laboratoire :

$$(1.104) \quad L_{deph}^{2D} \simeq \gamma_p^2 \frac{\lambda_p}{2}$$

Les électrons gagnent donc deux fois moins d'énergie : $W_{max}^{2D} = 2m_e c^2 \gamma_p^2 \delta$.

Cependant, si l'on considère les champs transverses, alors, il faut également considérer les effets de la force pondéromotrice radiale. Cette dernière génère une onde plasma mais elle expulse également les électrons hors de l'axe, créant un trou de densité. Les électrons étant séparés des ions, il s'établit un champ de charge d'espace radial qui est toujours focalisant pour les électrons accélérés. Si ce champ est plus intense que le champ radial de l'onde plasma, les effets défocalisants de l'onde plasma sont toujours annulés et les résultats de l'accélération dans une onde plasma 1D peuvent être conservés. Cette condition se traduit par [Esarey *et al.* 1998] :

$$(1.105) \quad \delta < \frac{a_0^2 r_p^2}{2\gamma_\perp r_0^2}$$

où r_p est la dimension transverse de l'onde plasma. Si l'on prend $r_p = r_0/2$ et $a_0 = 2$, cette condition est satisfaite si $\delta < 0.6$.

Si l'on prend en compte cet effet d'expulsion radiale des électrons, la densité sur l'axe $n(0)$ est diminuée d'un facteur $(1 + \delta_r)$. On a donc $n(0) = n_e(1 + \delta_r)$ avec δ_r (voir la démonstration dans la section 1.4) :

$$\delta_r = -\frac{2}{k_p^2 w_0^2} \frac{a_0^2}{(1 + a_0^2/2)^{1/2}}$$

Lorsque l'on utilise des impulsions relativistes ($a_0 > 1$), il devient nécessaire de prendre en compte l'alourdissement de la masse des électrons : m_e est remplacé par $\gamma_\perp m_e$. Dans ces conditions, si l'on considère que l'onde plasma est linéaire et que les effets 2D s'annulent de façon à ce que les champs transverses soient toujours focalisants, l'énergie maximale que peut gagner un électron est :

$$(1.106) \quad W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \delta F_{NL}$$

où F_{NL} est une fonction due aux effets relativistes et pondéromoteurs :

$$(1.107) \quad F_{NL} = \left(\frac{\gamma_\perp}{1 + \delta_r} \right)^{3/2}$$

En résumé, ce modèle simple nous permet de tirer des lois d'échelle pour l'accélération d'électrons dans une onde plasma. Si l'on admet que lorsqu'une onde déferle, son amplitude est indépendante de la densité ($\delta = \text{cste}$) et que

$\delta_r \ll 1$, on a les lois d'échelle suivante :

$$(1.108) \quad W_{max} \propto \frac{1}{n_e}$$

$$(1.109) \quad W_{max} \propto \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)^{3/4}$$

On s'attend donc à ce que les électrons accélérés dans une onde plasma déferlante aient des énergies plus élevées dans un plasma de faible densité. De même, les électrons seront d'autant plus énergétiques que l'intensité laser est importante. Ces dépendances peuvent s'expliquer simplement. Tout d'abord, à faible densité, la vitesse de groupe du laser et la longueur d'onde plasma sont plus grandes. Ceci a pour conséquence l'augmentation de la longueur de déphasage $L_{deph} \simeq \gamma_p^2 \lambda_p$, et les électrons peuvent donc être accélérés sur de plus grandes longueurs. A forte intensité, le facteur relativiste provoque une diminution effective de la densité selon n_e/γ_\perp . Augmenter l'intensité laser revient donc à diminuer la densité électronique et à nouveau, les électrons peuvent atteindre des énergies d'autant plus grandes que l'intensité est élevée. Les effets pondéromoteurs provoquent des effets similaires car ils contribuent également à diminuer la densité électronique.

Autres effets

D'autres effets peuvent s'ajouter et venir compliquer la physique en jeu. Tout d'abord, la vitesse de phase de l'onde plasma peut changer au cours de l'interaction. Par exemple, la diffraction naturelle d'un faisceau gaussien se fait à l'angle $\theta = \lambda_0/(\pi w_0)$, la vitesse de groupe du laser le long de l'axe de propagation est donc réduite d'un facteur $\cos \theta$. Par conséquent, la vitesse de phase de l'onde plasma est elle aussi réduite du même facteur [Esarey *et al.* 1995].

Dans le cas d'une impulsion qui s'autofocalise (voir plus loin dans ce chapitre), l'instabilité Raman en 2D, provoque des zones de focalisation et de défocalisation. Ceci, par analogie à l'effet de la diffraction naturelle, provoque un ralentissement de la vitesse de groupe du laser et donc de la vitesse de phase de l'onde plasma. Cet effet a été calculé par Andreev *et al.* [1997] dans la phase linéaire de l'instabilité Raman en 2D (où instabilité d'auto-modulation) :

$$(1.110) \quad \gamma_p^{2D} = \gamma_p \left[1 + \frac{3^{3/4}}{(\ln G)^{1/2}} \frac{\gamma_p^2}{k_p z_R} \left(\frac{k_p^3 w_0^2 a_0^2}{8} \right)^{1/2} \right]^{-1/2}$$

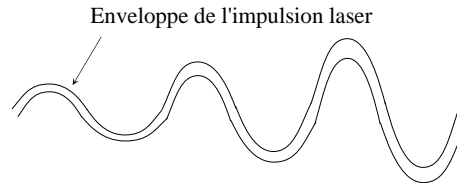


FIG. 1.24 – Schéma représentant l'ondulation de l'impulsion laser due à l'instabilité de hosing.

où G est le taux de croissance de l'instabilité Raman 2D à 4 ondes. La diminution de γ_p n'est pas négligeable dans le régime linéaire de l'instabilité : pour $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $w_0 = 20 \mu\text{m}$, $a_0 \sim 1$, γ_p est réduit d'un facteur 4. Cela pourrait donc provoquer une diminution d'un facteur 16 sur l'énergie maximale que peut gagner un électron. Néanmoins, dans la phase non linéaire de l'instabilité, cet effet est négligeable [Solodov & Mora 1998].

D'autres effets peuvent au contraire augmenter la vitesse de phase de l'onde plasma. En particulier, [Tzeng *et al.* 1999] indique que lorsque l'onde plasma déferle, elle est brusquement amortie et un paquet d'électrons est alors produit. L'impulsion laser continue de se propager et à nouveau une onde plasma peut recommencer à croître dans son sillage, amplifiée par le Raman avant. Le paquet d'électrons continue aussi sa propagation et génère également une onde de sillage dans le plasma. Certains électrons ont une vitesse supérieure à v_p et ils génèrent donc une onde plasma de vitesse de phase supérieure à v_p . Les électrons du plasma sont donc soumis à une superposition d'ondes plasma relativistes, générées par le laser mais aussi par les électrons accélérés provenant de la première bouffée. L'onde résultante de cette superposition peut avoir une vitesse de phase supérieure à v_p , ce qui permet donc aux électrons de continuer à être accélérés même au delà de la longueur de déphasage. Les résultats des simulations PIC de Tzeng montrent que les électrons sont accélérés tout le long de leur propagation, sur des distances plus grandes que L_{deph} . Les énergies ainsi atteintes sont plus élevées que ce que l'ont obtiendrait par des estimations simples.

Finalement, il faut signaler l'existence d'autres instabilités qui peuvent venir compliquer la croissance de l'onde plasma et l'interprétation des expériences. Ainsi l'instabilité dite de *hosing* [Shvets & Wurtele 1994, Sprangle *et al.* 1994] provoque l'ondulation de l'impulsion laser dans le plasma (voir figure 1.24). L'onde plasma créée par une telle impulsion est alors fortement asymétrique et ceci peut dégrader de façon importante l'accélération des électrons dans l'onde.

1.5.5 Limitation de l'accélérateur laser-plasma

Limitation sur la longueur de propagation

Il existe deux longueurs qui limitent l'accélération des particules :

- La longueur de déphasage L_{deph} . Si la longueur de propagation L est inférieure à L_{deph} , aucun électron n'atteindra la valeur maximale de l'accélération W_{max} . Si $L > L_{deph}$, de nombreux électrons piégés peuvent être déphasés mais certains atteindront W_{max} .
- La longueur de déplétion [Ting *et al.* 1990, Bulanov *et al.* 1992] L_{dp} : au fur et à mesure de sa propagation, le laser cède de l'énergie au plasma en excitant des ondes plasma. Au bout de L_{dp} , une grande partie de l'énergie laser a été absorbée et l'excitation d'ondes plasma pour l'accélération devient alors impossible.

En pratique la longueur d'interaction L est limitée soit par la longueur de Rayleigh z_R , soit par la longueur de guidage dans la cas d'un faisceau laser guidé ou auto-guidé.

La longueur de déplétion peut s'obtenir simplement en considérant que toute l'énergie laser U_{laser} a été déposée dans l'onde plasma, d'énergie U_{plasma} [Ting *et al.* 1990] :

$$U_{laser} \simeq c\tau_0\pi w_0^2 \frac{c\epsilon_0}{2} E_L^2, \quad U_{plasma} \simeq L_{dp}\pi w_0^2 \frac{c\epsilon_0}{2} E_p^2$$

D'où la longueur de déplétion :

$$(1.111) \quad L_{dp} \simeq c\tau_0\gamma_p^2 \frac{a_0^2}{\delta}$$

Sur la figure 1.25, la longueur de déplétion en fonction de la densité électronique a été tracée pour les lasers du LOA et du LULI. On a supposé que l'onde plasma était déferlante, soit $\delta = 1$. Aux hautes densités, L_{pd} est de l'ordre de quelques mm pour le laser du LOA . Remarquons que ce calcul très simple néglige des effets importants comme l'absorption par les instabilités Raman arrière et de côté.

Nombre maximum d'électrons accélérés

Lorqu'un paquet d'électrons est produit, il est capable de générer sa propre onde de sillage dont l'amplitude est proportionnelle au nombre d'électrons du paquet [Katsouleas *et al.* 1987] : $E_{paquet} = eN/(\epsilon_0\pi w_0^2)$, où N est le nombre d'électrons. Cette onde de sillage interfère destructivement avec

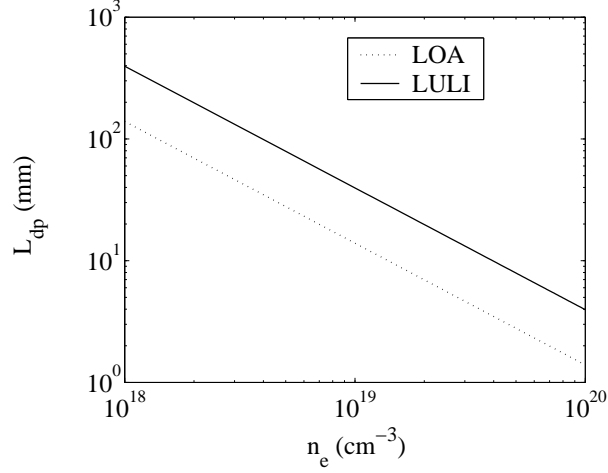


FIG. 1.25 – L_{dp} pour le laser du LULI (courbe continue) et du LOA (courbe discontinue). On a supposé $\delta n/n = 1$.

l'onde du Raman avant : $E_p = -e\delta n/(\epsilon_0 k_p)$. Pour que l'onde résultante soit nulle, le nombre d'électrons doit vérifier [Katsouleas *et al.* 1987] :

$$(1.112) \quad N_{max} = \frac{c(\epsilon_0 m_e)^{1/2}}{e} \frac{\delta n}{n} \sqrt{n_e} \pi w_0^2$$

soit en unités pratiques :

$$(1.113) \quad N_{max} \simeq 5 \times 10^5 \frac{\delta n}{n} \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]} \pi (w_0 [\text{cm}])^2$$

Par exemple, dans un plasma de densité $n_e = 5 \times 10^{19}$ et $\delta n/n = 1$, avec un laser de rayon $w_0 = 10 \mu\text{m}$, on obtient $N_{max} = 10^{10}$ électrons accélérés.

En réalité, comme nous l'avons vu précédemment, les vitesses de phase de ces ondes de sillage peuvent être différentes. Leur superposition ne conduit donc pas toujours à des interférences destructives. De plus, un premier paquet contenant N_{max} électrons peut être produit lors du déferlement puis se propager dans le plasma. L'onde plasma du Raman avant peut alors se régénérer et piéger à nouveau des électrons. Le nombre d'électrons accélérés, N_{max} , peut donc être dépassé dans la réalité.

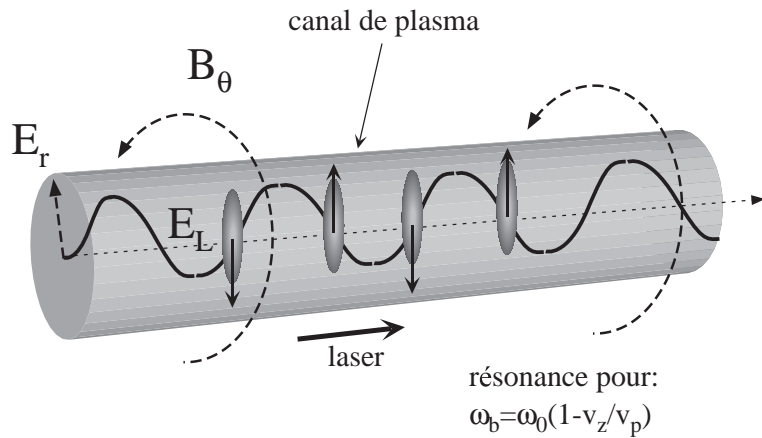


FIG. 1.26 – Schéma du mécanisme d'accélération bétatronique dans un canal de plasma

1.6 Accélération par le laser

Pour compliquer la physique en jeu, les électrons peuvent être accélérés à des vitesses relativistes par une variété d'autres phénomènes.

En particulier, le laser peut accélérer les électrons directement, sans avoir besoin de passer par des champs électrostatiques du plasma. L'accélération d'électrons par le champ laser et dans le vide a récemment été observé expérimentalement [Malka *et al.* 1997a]. De nombreux travaux théoriques ont d'ailleurs porté sur ce sujet [Hartemann *et al.* 1995, Quesnel & Mora 1998]. Le mécanisme d'accélération est la force pondéromotrice : elle transfère de l'énergie aux électrons qui sont alors chassés des zones de champ fort, mettant ainsi rapidement fin à l'interaction. Les électrons peuvent gagner une énergie de l'ordre du potentiel pondéromoteur $\phi_p = m_e c^2 a_0^2 / 4$, soit $\simeq 1$ MeV pour $a_0 = 3$. Ce phénomène a également été observé dans des simulations PIC dans un plasma [Tzeng *et al.* 1997].

Ce phénomène n'explique pourtant pas l'accélération d'électrons à quelques dizaines de MeV comme nous l'avons observée expérimentalement. Très récemment, Pukhov [Pukhov *et al.* 1999, Gahn *et al.* 1999, Tsakiris *et al.* 2000] a proposé un nouveau mécanisme d'accélération basé sur l'accélération directe par le laser dit "d'accélération bétatronique". Ce mécanisme ignore les effets plasmas collectifs, il nécessite seulement la présence d'un canal de plasma et de champs statiques :

- Un champ électrique $E_r \simeq E_0 r / w_0$ radial est généré par expulsion pondéromotrice radiale des électrons.

- Un champ magnétique azimutal $B_\theta = -B_{0\theta}r/w_0$ est généré en raison d'un courant d'électrons rapides créé par la force pondéromotrice longitudinale par exemple.

Un électron qui se propage dans un tel canal effectue des oscillations à la fréquence bétatronique ω_b (voir figure 1.26) :

$$(1.114) \quad \omega_b = \left[\frac{e}{m_e w_0} \left(E_{0r} + \frac{v_z}{c} B_{0\theta} \right) \right]^{1/2}$$

où v_z est la vitesse longitudinale de l'électron qui pénètre dans un tel canal. Lors de sa propagation, l'électron ne gagne pas d'énergie si l'on moyenne sur une oscillation bétatronique.

En revanche si une onde laser intense se propage simultanément dans le canal, l'électron peut gagner de l'énergie selon :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -e \mathbf{E}_{\text{laser}} \cdot \mathbf{v}$$

Le champ transverse du laser peut donc accélérer l'électron transversalement (l'électron effectue des oscillations bétatroniques d'amplitude de plus en plus large) et ce gain de vitesse transverse est converti en vitesse longitudinale par la force $\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{laser}}$.

Notons que dans le cas où on ajoute un champ laser, l'équation du mouvement de l'électron dans le canal est celle d'un oscillateur forcé. Pour que les oscillations soient amplifiées et donc que l'électron soit accéléré, il existe donc une condition de résonance : il faut simplement que l'électron reste en phase avec le champ transverse de l'onde. Le champ laser se propage à la vitesse de phase $v_p = \omega_0/k_0$. La condition de résonance s'écrit alors $\omega_b = \omega_0(1 - v_z/v_p)$ (ref).

Ce mécanisme prévoit que le faisceau d'électrons ainsi produit est anisotrope : les électrons seraient essentiellement accélérés selon la direction de polarisation du laser [Tsakiris *et al.* 2000]. Cette marque caractéristique de l'accélération bétatronique n'a jamais été observée expérimentalement et il est pour l'instant difficile de savoir si ce mécanisme est un candidat sérieux pour l'accélération d'électrons.

	SLAC
W (GeV)	46.6
E (MeV/m)	19
$\Delta W/W$ (%)	0.25
taux rep. (Hz)	120
durée imp.	100 ns
charge (nC)	5
nombre électrons	4×10^{10}
ϵ_n (π .mm.mrad)	25
courant pic (A)	0.13
B_n (MA.m ⁻² .rad ⁻²)	21
longueur d'acc. (m)	3000

TAB. 1.6 – Paramètres de l'accélérateur du SLAC.

1.7 Faisceaux d'électrons

Une fois le faisceau d'électrons produit, il se propage tout d'abord dans le plasma, puis dans le vide. Nous allons nous intéresser ici à la propagation du faisceau dans le vide. Expérimentalement, il est difficile de connaître le comportement du faisceau d'électrons dans le plasma. Nous ferons l'hypothèse que le faisceau d'électrons y est neutralisé par un courant de retour. De plus, les champs transverses plasma dus au creusement pondéromoteur empêchent la divergence du faisceau. Lorsque le faisceau s'échappe du plasma, les forces que les électrons exercent sur eux-mêmes peuvent alors gouverner la propagation : dans ce cas, le faisceau est limité par la charge d'espace. Ce phénomène est d'autant plus important que dans nos expériences, un grand nombre de particules étaient accélérées (10^{11}).

Finalement, les faisceaux de particules utilisés pour la physique des hautes énergies sont très bien diagnostiqués. De nombreux paramètres (tels l'émittance, la brillance) permettent de définir leur caractéristiques. Aussi est-il intéressant de comparer ces caractéristiques avec celles que nous avons obtenues dans nos expériences. Nos faisceaux d'électrons pourraient-ils réellement être utilisés pour la physique des particules ? La table 1.6 montre les paramètres typiques d'un accélérateur traditionnel.

1.7.1 Définition des paramètres

L'émittance ϵ est un paramètre très important qui permet de quantifier la qualité "optique" d'un faisceau d'électrons (voir [Humphries \[1990\]](#), cha-

pitre 3). Dans le cas idéal, un faisceau de particules est parfait si toutes ses particules ont la même vitesse longitudinale ($v_z = \text{cste}$, ou $\Delta W/W = 0$). De plus dans le cas d'un faisceau parallèle, le cas idéal est la limite où toutes les particules ont des trajectoires parallèles ($v_r = 0$). De tels faisceaux sont dits "laminaires", et ont une émittance nulle.

L'émittance peut donc être vue comme un paramètre servant à quantifier le parallélisme d'un faisceau de particules (voir la figure 1.27). On peut définir l'émittance transverse d'un faisceau comme :

$$(1.115) \quad \epsilon_x = \frac{1}{\pi} \int \int dx d\theta$$

où ϵ_x s'exprime en $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{rad}$; $\theta \simeq v_x/v_z$ est l'angle que fait le faisceau par rapport à l'axe de propagation. Selon la figure 1.27, l'émittance peut donc être simplement interprétée comme l'intégrale de la courbe représentant le faisceau dans le plan (x, θ) . Dans le cas simple de la figure, la courbe est une ellipse et l'émittance s'écrit simplement :

$$(1.116) \quad \epsilon_x = x_0 \theta_0$$

où x_0 est le rayon du faisceau et θ_0 son angle de divergence à cette position.

En réalité l'émittance réelle d'un faisceau doit prendre en compte l'anisotropie transverse possible du faisceau; on définit alors ϵ_x et ϵ_y . De même, si le faisceau n'est pas complètement monocinétique, on définit une émittance longitudinale. Dans ce qui suit, on ne considérera que des faisceaux à symétrie cylindrique et on négligera les aspects de dispersion longitudinale du faisceau. On se contentera donc de l'émittance transverse ϵ_r .

L'émittance est une quantité qui se conserve lorsque le faisceau se propage dans le vide où lorsque qu'il subit l'action de systèmes de focalisation

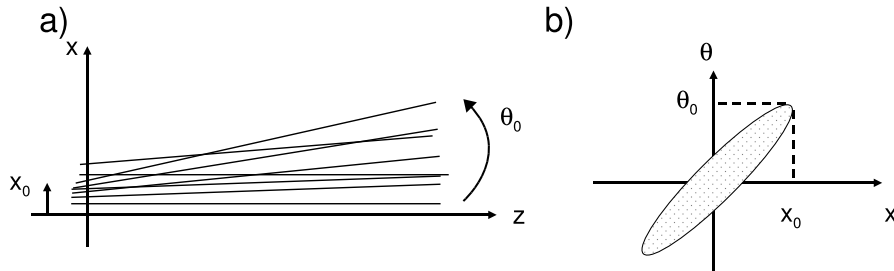


FIG. 1.27 – a) : trajectoires des électrons qui partent du "foyer" pour un faisceau non laminaire. b) : représentation du faisceau au foyer dans l'espace (x, θ) .

linéaires¹⁷. Ceci n'est vrai que si les effets liés à la charge d'espace sont négligés. Pour utiliser une quantité qui se conserve lors de l'accélération, on définit l'émittance normalisée :

$$(1.117) \quad \epsilon_n = \gamma\beta\epsilon_r$$

D'autres paramètres importants sont le nombre total d'électrons N_{tot} , la charge totale du faisceau eN_{tot} , la densité du faisceau n_0 et son courant total :

$$(1.118) \quad I_f = ev_z \int 2\pi r n_0(r) dr$$

On définit également la brillance B :

$$(1.119) \quad B = \frac{I_f}{\pi^2 \epsilon_r^2}$$

ainsi que la brillance normalisée :

$$(1.120) \quad B_n = \frac{I_f}{\pi^2 \epsilon_n^2} = \frac{B}{(\gamma\beta)^2}$$

1.7.2 Propagation limitée par l'émittance

Le faisceau initial, produit dans le premier étage d'accélération, n'est en général pas parfait et on peut déjà lui associer une émittance. Par la suite, cette émittance ne pourra qu'être dégradée dans les divers étages d'accélération par les optiques du système (qui elles non plus ne sont pas parfaites). On peut faire une analogie presque parfaite avec un laser dont le front d'onde se dégrade lors de son amplification et de son passage au travers des systèmes optiques. De même qu'un laser diffracte¹⁸, un faisceau de particules est limité par son émittance et cela le fait diverger.

On montre que le comportement du faisceau de particules, dans le cas où l'on néglige les effets de charge d'espace, est très semblable à celui d'un laser [Humphries 1990] :

$$(1.121) \quad R(z) = R_0 \left(1 + \frac{\epsilon_r^2 z^2}{R_0^4} \right)^{1/2}$$

où R_0 est le rayon du faisceau au foyer. Cette relation peut être obtenue sous réserve des hypothèses suivantes :

¹⁷Il s'agit de systèmes qui exercent une force proportionnelle au rayon : $F \propto r$.

¹⁸On pourrait associer une émittance à un faisceau limité par la diffraction : $\epsilon_r = \lambda_0/\pi$.

- Toutes les trajectoires des particules sont contenues dans une enveloppe de rayon R . L'équation 1.121 est alors une équation sur l'enveloppe du faisceau.
- L'émittance longitudinale est négligeable.
- Le faisceau est infiniment long selon z . Cette approximation est convenable pour un faisceau de longueur finie si la longueur d'évolution suivant z est inférieure à R_0/γ .
- Le faisceau est paraxial : $v_r \ll v_z$. Dans ces conditions, on peut considérer que les particules ont une vitesse presque constante et $\beta = \text{cste}$, $\gamma = \text{cste}$.

1.7.3 Propagation limitée par la charge d'espace

En réalité, lorsque la densité de charges est trop importante, les champs de répulsion, générés par les particules elles-mêmes, vont gouverner la divergence du faisceau.

On se soumet aux mêmes hypothèses que précédemment et on considère que le faisceau d'électrons est laminaire avec une densité au foyer telle que :

$$(1.122) \quad n(r) = \begin{cases} n_0 & \text{pour } r < R_0 \\ 0 & \text{pour } r > R_0 \end{cases}$$

On a aussi $I_f = eN_{tot}/\tau$, où N_{tot} et τ sont respectivement le nombre total de charges et la durée du faisceau. On montre alors que les champs générés dans le faisceau sont un champ électrique radial et un champ magnétique azimuthal. Au bord du faisceau ($R = R_0$), on a :

$$(1.123) \quad E_r(R_0) = \frac{eI_f}{2\pi\epsilon_0\beta R_0}$$

$$(1.124) \quad B_\theta(R_0) = \frac{eI_f\beta}{2\pi\epsilon_0 c R_0}$$

De ces champs, on déduit les forces qui agissent sur le faisceau et on obtient l'équation d'enveloppe :

$$(1.125) \quad \frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{eI_f}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3} \frac{1}{R}$$

La résolution de cette équation différentielle permet donc de calculer l'évolution du faisceau d'électrons au cours de sa propagation.

Un faisceau réel n'est pas laminaire et il possède en général une émittance ϵ_r non nulle. Dans ce cas, sa propagation est déterminée par les effets

de charge d'espace et d'émittance. L'équation d'enveloppe décrivant la propagation du faisceau est alors :

$$(1.126) \quad \frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{eI_f}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3} \frac{1}{R} + \frac{\epsilon_r^2}{R^3}$$

Notons que l'on peut prouver que cette équation est également valable pour un faisceau gaussien spatialement. L'équation représente alors l'évolution du rayon à $1/e$ du faisceau. Le courant doit cependant être corrigé d'un facteur numérique :

$$(1.127) \quad I_f = \frac{eN_{tot}}{\tau} \left(1 - \frac{1}{e}\right)$$

Chapitre 2

Etude expérimentale des instabilités Raman et de l'autofocalisation

Dans ce chapitre, je vais exposer les résultats obtenus avec le laser de la “salle jaune” du LOA (Laboratoire d’Optique Appliquée). L’utilisation de ce laser à 10 Hz nous a permis de réaliser de nombreux tirs, de caractériser très clairement des phénomènes intéressants et d’obtenir des résultats physiques nouveaux. De plus, le fait de pouvoir changer la durée d’impulsion de ω_p^{-1} à ω_{pi}^{-1} , nous a permis d’explorer des phénomènes se produisant à différentes échelles de temps. Aux courtes durées d’impulsion par exemple, le mouvement des ions peut être négligé.

La structure du chapitre est la suivante :

- Je décrirai tout d’abord les outils expérimentaux : le laser, le jet de gaz, les diagnostics.
- Je présenterai ensuite les résultats expérimentaux concernant la dynamique des instabilités Raman résolues en temps. La résolution temporelle a été obtenue en utilisant des impulsions à dérive de fréquence. Nous avons montré que dans nos conditions expérimentales, le Raman avant et le Raman de côté ont lieu en fin d’impulsion tandis que le Raman arrière a lieu en début d’impulsion.
- Je présenterai les résultats expérimentaux concernant les effets de la durée d’impulsion sur l’autofocalisation relativiste et pondéromotrice. Nous avons prouvé expérimentalement que des impulsions trop courtes devant la période plasma ne peuvent s’autofocaliser par effet relativiste.

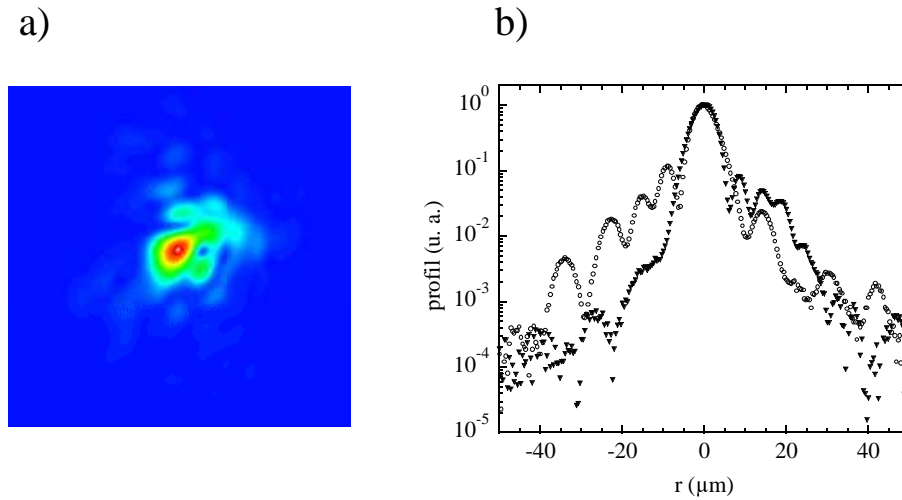


FIG. 2.1 – a) : Image de la tache focale à pleine puissance laser obtenue sur une caméra 16 bits. b) : gros points : coupes transverses de la tache focale.

2.1 Outils expérimentaux

2.1.1 Laser “salle jaune” du LOA

Caractéristiques du laser

Le laser de la salle jaune [Chambaret *et al.* 1996] est un laser CPA avec un taux de répétition de 10 Hz, à impulsion ultra-brève (30 – 35 fs). La génération et l’amplification de l’impulsion de longueur d’onde $\lambda_0 \simeq 820$ nm est réalisée dans des cristaux de saphir dopé au Titane. Ce matériau permettant d’amplifier de larges bandes spectrales est donc approprié pour les impulsions courtes. La largeur spectrale à mi-hauteur d’une impulsion gaussienne de $\tau_0 = 30$ fs est $\Delta\lambda \simeq 30$ nm.

Le laser était polarisé linéairement. L’énergie de l’impulsion arrivant sur cible pouvait atteindre au maximum $U = 600$ mJ. Le faisceau de 22 mm de rayon était focalisé avec une parabole hors-axe de focale $f' = 300$ mm (soit une ouverture $f_{\#} = 7$). La tache focale, mesurée à pleine puissance avec une caméra CCD 16 bits, est représentée sur la figure 2.1a. Les coupes transverses de la figure 2.1b sont tracées sur une échelle logarithmique et montrent la très bonne qualité de la tache focale. L’énergie encadrée, représentée sur la figure 2.2, indique que 50% de l’énergie totale est comprise dans un cercle de rayon $w_0 = 5.8 \mu\text{m}$. Ceci conduit donc à une intensité de $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, soit $a_0 = 3$. Cette intensité très élevée nous a permis d’atteindre le régime

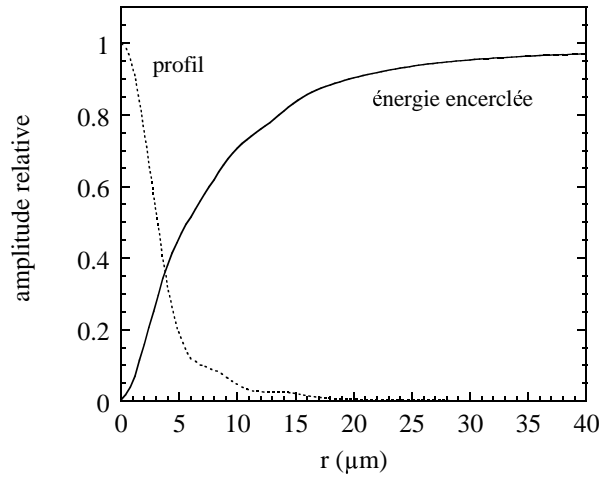


FIG. 2.2 – Profil de la tache focale (pointillés) et énergie encerclée (trait plein) en fonction du rayon du cercle.

relativiste. La longueur de Rayleigh était $z_R \simeq 140 \mu\text{m}$.

Impulsions à dérive de fréquence

L'impulsion laser est étirée dans un étireur sans aberration [Chériaux *et al.* 1996] avant d'être amplifiée. Pendant toute la phase d'amplification et avant la recompression finale, on a une impulsion à dérive de fréquence (ou *chirpée*) de durée $\tau \simeq 100$ ps. Dans un compresseur ou un étireur, le chemin optique varie selon les longueurs d'onde (voir figure 2.3). Dans une impulsion à dérive de fréquence, la fréquence de l'onde laser varie donc selon la position dans le référentiel de l'impulsion. C'est ce que l'on a représenté sur la figure 2.4.

Lors de l'étirement et de l'amplification, l'impulsion acquiert une phase $\Phi(\omega)$ que l'on peut écrire comme suit :

$$(2.1) \quad \Phi(\omega) = \Phi_0 + \Phi_1(\omega - \omega_0) + \Phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots + \Phi_n(\omega - \omega_0)^n$$

Les coefficients ϕ_n représentent les différents ordres de distorsion de la phase de l'impulsion. Le terme d'ordre 2 en $(\omega - \omega_0)$ a une signification physique simple : il représente la dispersion de vitesse de groupe. Lorsque l'on souhaite recompresser l'impulsion, il est possible d'annuler les termes de la phase par un réglage approprié du compresseur. On peut ainsi compenser les ordres 2 et 3 en réglant l'écart entre les réseaux du compresseur ainsi que l'angle d'incidence sur les réseaux.

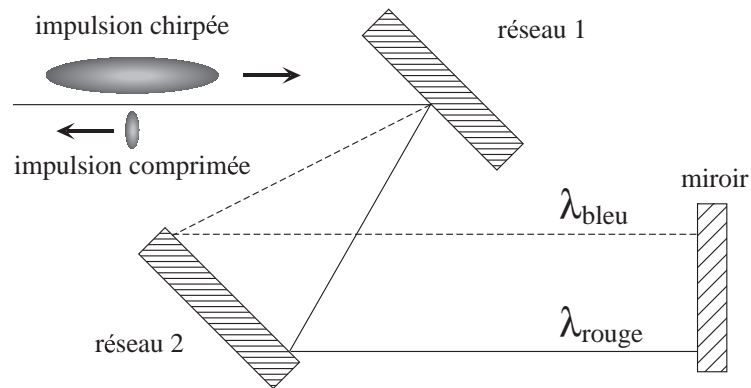


FIG. 2.3 – Schéma de principe de fonctionnement d'un compresseur. La séparation spatiale des longueurs d'onde permet de compenser plus ou moins le chirp introduit dans l'étireur et dans les amplificateurs lasers.

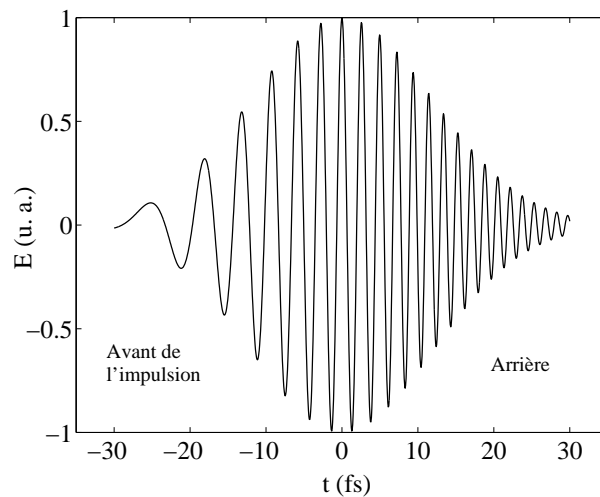


FIG. 2.4 – Champ électrique d'une impulsion chirpée, avec un chirp positif.

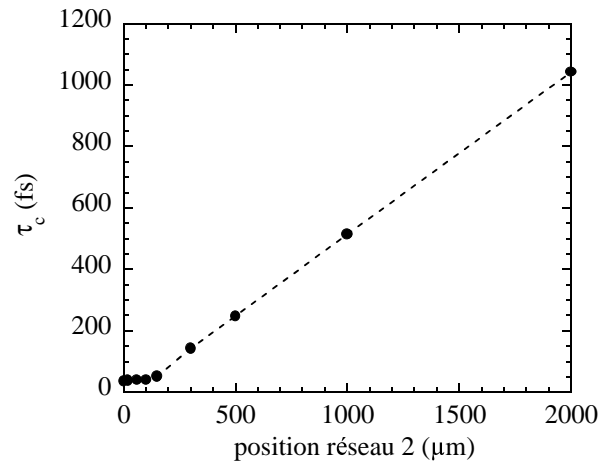


FIG. 2.5 – *Durée d'impulsion mesurée en fonction du déplacement du deuxième réseau du compresseur.*

Lorsque l'on translate un des réseaux par rapport à la position de réglage du compresseur, on ne comprime plus complètement l'impulsion. C'est le terme d'ordre 2 qui domine dans la phase non comprimée, et on obtient donc une impulsion chirpée de durée τ_c . La figure 2.5 présente le résultat d'une mesure de la durée d'impulsion (par auto-corrélation) en fonction du déplacement d'un des réseaux du compresseur. Cette méthode nous a donc permis de générer des impulsions variant de 35 fs à 7 ps avec des intensités de 1.8×10^{19} à $8 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

Si l'on admet que le chirp est linéaire¹ et que l'impulsion a un profil temporel gaussien, on peut définir la fréquence instantanée :

$$(2.2) \quad \omega_t = \omega_0 + 2bt$$

où ω_0 est la fréquence centrale du laser, b représente le paramètre de chirp et t le temps dans le référentiel de l'impulsion². Si on définit τ_0 comme la durée limitée par la transformée de Fourier et τ_c comme la durée de l'impulsion chirpée, alors b s'écrit :

$$(2.3) \quad b = \frac{2 \ln 2}{\tau_c^2} \sqrt{\left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right)^2 - 1}$$

Ainsi, si $b > 0$, le chirp est dit positif : les longueurs d'onde rouges sont situées à l'avant de l'impulsion ; pour $b < 0$, le chirp est négatif et les longueurs

¹Cela signifie que c'est le terme en Φ_2 qui domine dans la phase.

²Par rapport aux notations du chapitre précédent, $t \equiv \psi/c$.

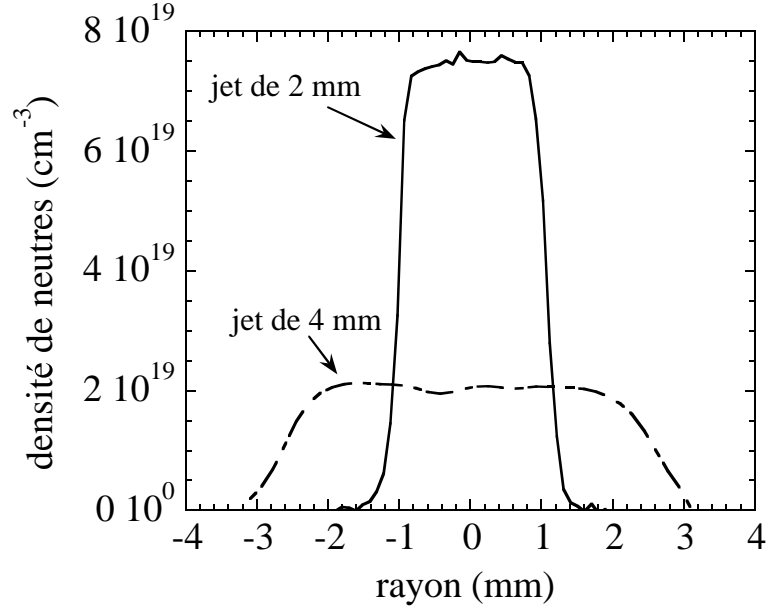


FIG. 2.6 – Profil de densité d’atomes neutres (Gaz d’Argon) obtenu avec 2 buses supersoniques de diamètres différents.

d’onde bleues sont à l’avant. Le champ électrique d’une impulsion chirpée s’écrit :

$$(2.4) \quad E(t) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_c} \right)^2 + i(\omega_0 t + bt^2) \right]$$

2.1.2 Jets de gaz supersoniques

Nous avons utilisé deux jets de gaz supersoniques pour nos expériences : le premier a un diamètre de 2 mm et permet d’atteindre des densités atomiques de $n_a = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (soit des densités électroniques de $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ avec de l’Hélium). Le deuxième jet a un diamètre de 4 mm et permet d’atteindre des densités atomiques de $n_a = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ces deux jets ont été parfaitement caractérisés par interférométrie avant les expériences [Malka *et al.* 2000].

Sur la figure 2.6, les profils de densité d’atomes des deux buses sont présentés. On constate que la densité présente un plateau sur lequel la densité est très homogène ; le plasma formé dans un tel jet peut donc être considéré uniforme. Sur une courte longueur de gradient ($100 \mu\text{m}$ pour le jet de 2 mm et environ $500 \mu\text{m}$ pour le jet de 4 mm), la densité augmente brutalement pour atteindre la valeur du plateau.

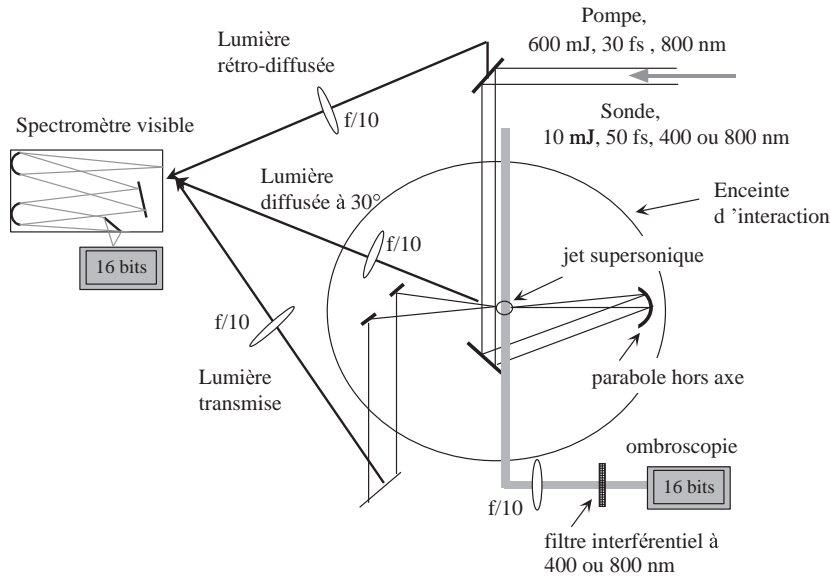


FIG. 2.7 – Schéma de l'expérience.

Le laser est en général focalisé au bord du jet dans le gradient de densité. L'interaction laser-gaz a donc directement lieu à de très fortes intensités et les effets liés à l'ionisation sont donc minimisés.

2.1.3 Schéma de l'expérience

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 2.7.

- La dynamique des instabilités Raman était étudiée à partir des spectres de la lumière transmise, de la lumière diffusée à 30° et de la lumière rétro-diffusée. Ces différents pinceaux de lumière diffusée étaient imagés sur la fente d'un spectromètre à réseaux. Les spectres étaient enregistrés simultanément sur chaque tir à l'aide d'une caméra CCD 16 bits.
- La propagation du laser dans le jet de gaz était étudiée par ombroscopie du plasma résolue en temps. Pour cela, un laser sonde à impulsion courte ($\tau_{sonde} < 50$ fs) et de faible intensité ($I_{sonde} \simeq 10^{10}$ W.cm $^{-2}$) passait à travers le plasma. Le plasma, éclairé par ce faisceau sonde, était alors imagé sur une caméra 16 bits. Le faisceau sonde était synchronisé de façon à ce que toute la propagation du laser puisse être observée. Le laser se propageant dans environ 4 mm de gaz, le faisceau sonde arrivait donc 15 ps après l'entrée du laser dans le jet de gaz. Ce diagnostic permet d'observer un instantané de l'empreinte du laser dans le plasma.

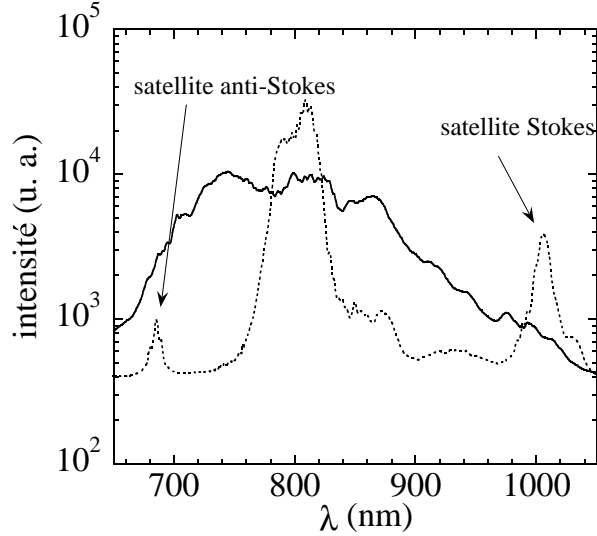


FIG. 2.8 – Spectres Raman avant obtenus pour une densité de $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le trait plein représente le spectre obtenu en impulsion courte : $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ et $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Le trait pointillé est le spectre obtenu avec une impulsion plus longue : $\tau_c \simeq 2 \text{ ps}$ et $I \simeq 2.5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

On peut en tirer des informations qualitatives sur la propagation du laser.

2.2 Etude des instabilités Raman

L'instabilité Raman jouant un rôle important dans l'interaction laser-plasma dans le régime en impulsions courtes, il est capital d'essayer d'obtenir le maximum d'informations sur cette instabilité. Dans cette partie, nous allons voir comment à partir des spectres Raman d'impulsions chirpées, il est possible d'obtenir une résolution temporelle sur les instabilités Raman.

Sur la figure 2.8, nous présentons des spectres typiques que nous avons obtenus dans un plasma de $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. En impulsion courte, le spectre ressemble à celui d'un continuum et il est difficile de tirer des informations quantitatives ayant trait au Raman. Ceci est dû au fait qu'en impulsion courte, le taux de croissance Raman avant est très élevé car l'intensité est forte. De plus, lorsque $\tau_0 = 35 \text{ fs}$, l'impulsion ne contient que quelques périodes plasma. Si l'on réalise la transformée de Fourier d'un signal périodique à ω_p , en limitant ce signal à quelques oscillations, on obtient non pas un pic

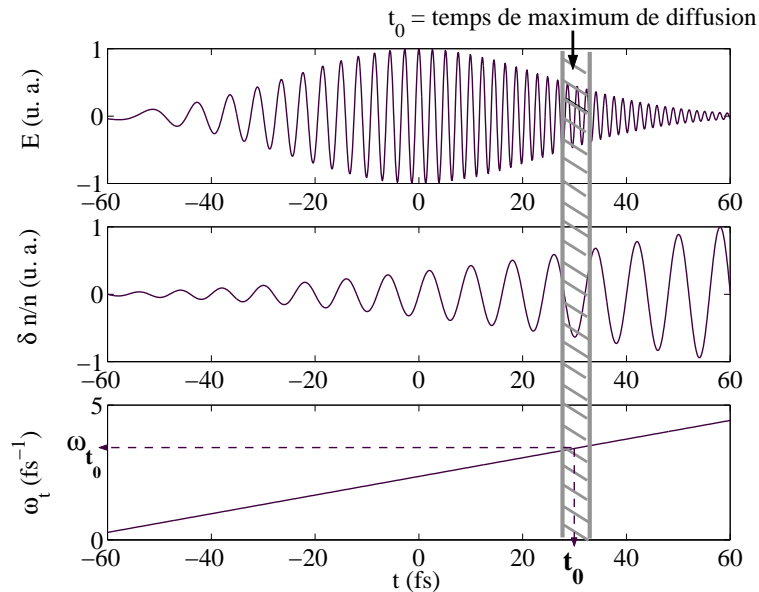


FIG. 2.9 – Schéma de principe de la mesure. Premier graphe : champ électrique chirpé; deuxième graphe : croissance de l'onde plasma au cours du temps; troisième graphe : équivalence temps fréquence pour un chirp linéaire.

mais un signal élargi dans le plan de Fourier. Le fait que l'amplitude du signal puisse varier plus vite que ω_p^{-1} peut également contribuer à un élargissement important dans l'espace des fréquences. C'est donc ce que l'on observe sur le spectre en impulsion courte.

En impulsion longue, au contraire, le taux de croissance est plus faible et l'enveloppe de l'impulsion laser contient de nombreuses oscillations de l'onde plasma. On voit donc apparaître sur le spectre la présence des ondes Stokes ($\omega_- = \omega_0 - \omega_p$) et anti-Stokes ($\omega_+ = \omega_0 + \omega_p$), caractéristiques de l'instabilité Raman avant et de la présence d'une onde plasma. Notons que l'écart en fréquence du pic central laser et du satellite Stokes est ω_{pe} . Dans le cas du Raman avant $\omega_{pe} \simeq \omega_p \propto n_e^{1/2}$. La mesure du spectre Raman avant peut donc être un bon diagnostic de la densité du plasma dans les zones d'interaction.

Nous allons maintenant étudier les instabilités à partir de la position spectrale des satellites. Cela nous impose donc de travailler en impulsions plus longues ($\tau_c > 500$ fs) et à plus basse intensité ($I < 10^{18}$ W.cm $^{-2}$).

2.2.1 Principe de la mesure

Regardons maintenant quels sont les effets d'un chirp du laser sur les spectres Raman. Considérons une impulsion chirpée qui interagit avec un plasma comme sur la figure 2.9. Une onde plasma (deuxième graphe) croît pendant l'interaction de sorte que la diffusion Raman soit maximale au temps t_0 . Le temps de diffusion maximale t_0 est le temps qui maximise le produit $E(t)\delta(t)$, où E est le champ électrique du laser et δ la perturbation de densité. Le laser étant chirpé, la fréquence au temps t_0 est $\omega_{t_0} = \omega_0 + 2bt_0$. On s'attend donc à ce que les satellites Raman soient centrés autour de la fréquence ω_{t_0} . Ainsi, le satellite Stokes est centré à la fréquence :

$$(2.5) \quad \omega_- = \omega_{t_0} - \omega_p$$

En mesurant un spectre Raman, on a accès à ω_- . Si d'autre part, la densité du plasma est connue (et par conséquent, ω_p est connu), on peut en tirer ω_{t_0} , et connaissant la fréquence centrale du laser ω_0 , on en déduit alors le temps de diffusion maximale t_0 . Cette méthode permet donc d'obtenir une résolution temporelle sur les instabilités Raman dans le référentiel de l'impulsion. Il s'agit là d'une information qui n'avait jamais été obtenue auparavant : la dynamique de l'onde plasma avait déjà bien été mesurée [Le Blanc *et al.* 1996, Ting *et al.* 1996b] par l'utilisation de la diffusion Thomson, mais cette méthode ne permettait pas de dire en quel point de l'impulsion les instabilités avaient lieu.

Limite de résolution de la méthode

Les satellites Raman ont une largeur à mi-hauteur $d\omega$. Cette largeur peut être due à la limite de Fourier : la diffusion des ondes Stokes (ou/et anti-Stokes) peut avoir lieu très rapidement si la croissance de l'onde plasma est très rapide. La résolution temporelle est alors :

$$(2.6) \quad dt > \frac{4 \ln 2}{d\omega}$$

La résolution temporelle peut aussi être limitée par le chirp : l'onde plasma croît lentement et la diffusion EM s'étend sur plusieurs longueurs d'onde. On a alors :

$$(2.7) \quad dt = \frac{d\omega}{2b}$$

En combinant les relations 2.6 et 2.7, on obtient dans le meilleur des cas $dt = (\tau_0\tau_c)^{1/2}$. Sur la figure 2.10, nous traçons la résolution que l'on obtiendrait

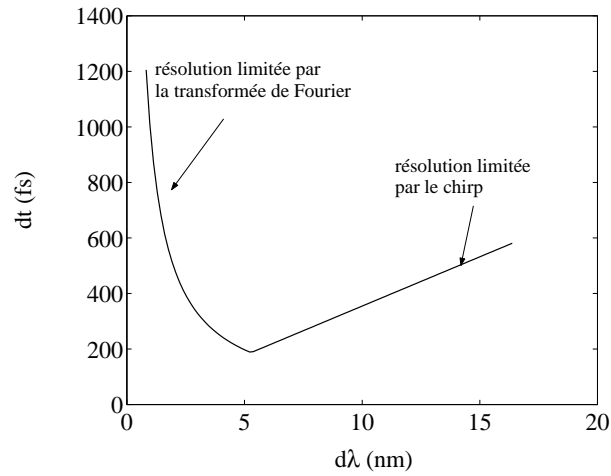


FIG. 2.10 – Résolution temporelle de la méthode en fonction de la largeur des satellites Raman (impulsion chirpée avec $\tau_0 = 30$ fs, $\tau_c = 1$ ps).

pour une impulsion chirpée de 1 ps, en fonction de la largeur du satellite Raman. La résolution temporelle de la méthode est en général inférieure à la picoseconde et vérifie $dt/\tau_c < 0.3$.

Validité de la méthode d'analyse

Notons que ce qui a été dit jusqu'à présent n'est valable que dans le cas où on néglige la croissance spatio-temporelle du Raman. On considère donc que les ondes plasmas croissent de façon purement temporelle et que leur croissance est la même en tout point du plasma. Ceci impose que la longueur d'interaction soit petite devant la longueur de l'impulsion, soit le cas *a*) de la figure 1.7. Cela se traduit par :

$$(2.8) \quad L \ll c\tau_0$$

Dans ces conditions, le paramètre z dans $\psi = ct - z$ peut quasiment être considéré comme constant, et on a donc équivalence entre les paramètres ψ/c et t .

Dans tout ce qui suit, presque tous les tirs présentés vérifient $P/P_c < 1$, et lors de l'expérience, l'autofocalisation relativiste n'avait pas lieu dans de tels cas. La longueur d'interaction sur laquelle les instabilités se produisaient peut donc être assimilée à la longueur de Rayleigh : $L \simeq z_R$. De plus, les impulsions étaient chirpées et leurs durées vérifiaient $c\tau_0 > z_R$. La condition

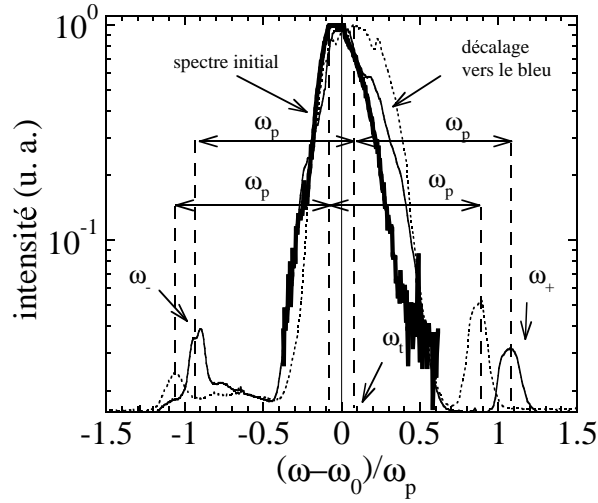


FIG. 2.11 – Spectres Raman avant expérimentaux obtenus dans un plasma de $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, avec une impulsion $\tau_c = 4.2 \text{ ps}$ et $I = 1.2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. Trait plein (pointillé) : chirp positif (négatif). Trait gras : spectre initial.

2.8 est donc bien vérifiée et l'analyse est valable pour les tirs que nous allons présenter³.

2.2.2 Spectres expérimentaux

Sur la figure 2.11, on montre des spectres Raman avant, obtenus pour des chirps de signes opposés dans un plasma de densité $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le trait plein représente le spectre Raman avant obtenu pour un chirp positif (rouge en avant de l'impulsion). La présence des ondes Stokes (à ω_-) et anti-Stokes (à ω_+) est significative de la présence d'une onde plasma. La fréquence instantanée de l'onde pompe correspondant au maximum de diffusion est simplement :

$$(2.9) \quad \omega_{t_0} = \frac{\omega_- + \omega_+}{2}$$

Notons que la connaissance de la densité plasma n'est pas nécessaire pour obtenir ω_{t_0} dans le cas où le spectre comporte les satellites Stokes et anti-Stokes. De même, on peut déterminer ω_{pe} à partir des deux satellites par la

³Remarquons que si cette condition est violée, la nature spatio-temporelle des instabilités ne peut pas être ignorée et cela peut changer considérablement l'interprétation des résultats.

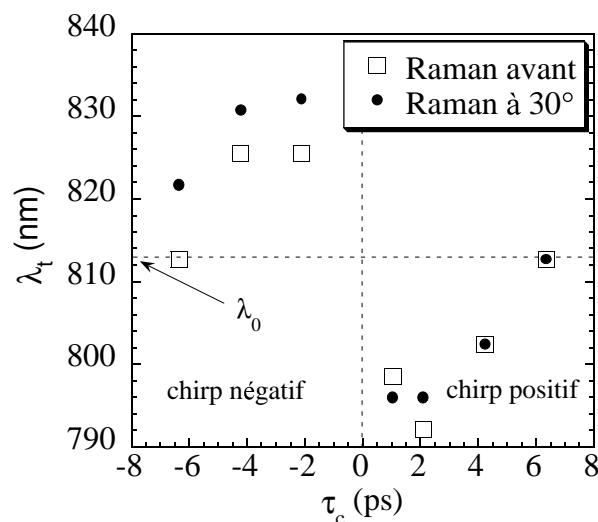


FIG. 2.12 – Longueur d’onde instantanée correspondant au maximum de diffusion. Les durées négatives en abscisse représentent les chirps négatifs. La densité électronique est $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

relation :

$$(2.10) \quad \omega_{pe} = \frac{\omega_+ - \omega_-}{2}$$

On peut alors remonter au temps de maximum de diffusion t_0 dans le repère de l’impulsion; il suffit pour cela de connaître la fréquence centrale $\lambda_0 = 813 \text{ nm}$ (donnée par le spectre dans le vide en trait gras sur la figure 2.11). Pour un chirp négatif (trait pointillé sur la même figure), les satellites Stokes et anti-Stokes sont décalés car ils sont centrés autour d’une fréquence instantanée ω_t différente. On peut également remarquer que le spectre laser dans le vide (trait gras) est différent du spectre après interaction avec le plasma. Cela est dû au décalage vers le bleu provoqué par l’ionisation.

2.2.3 Analyse des spectres et résultats

Les spectres expérimentaux du Raman avant et du Raman à 30° ont été traités. Sur la figure 2.12, on visualise la longueur d’onde instantanée λ_t correspondant au maximum de diffusion. λ_t est tracée en fonction de la durée d’impulsion τ_c pour un plasma de $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Cette première analyse permet ensuite d’obtenir les temps du maximum de diffusion dans le référentiel de l’impulsion pour le Raman avant et le

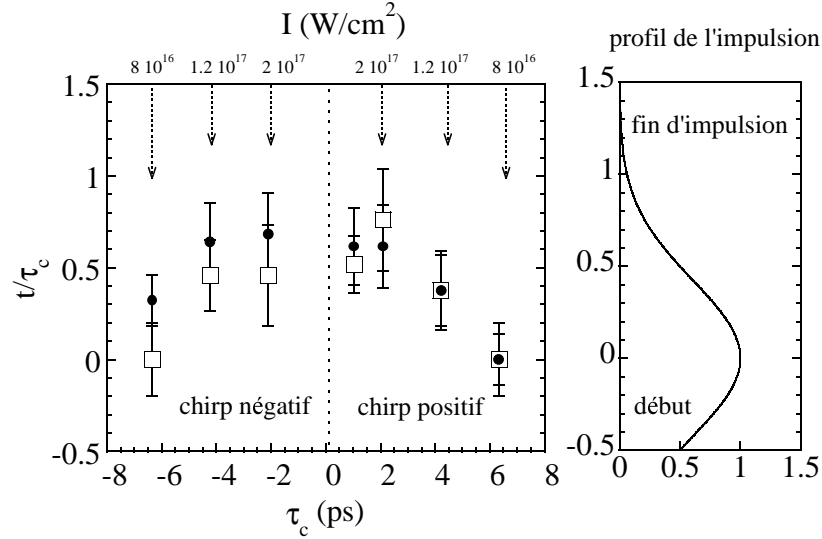


FIG. 2.13 – Temps du maximum de diffusion (normalisé à la durée d'impulsion) pour le Raman avant (carrés) et de côté (cercles) en fonction de la durée d'impulsion. En ordonnée, le point $t/\tau_c = 0$ représente le maximum d'intensité de l'impulsion. La densité électronique est $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les barres d'erreur représentent la résolution temporelle.

Raman de côté. C'est ce que l'on a représenté sur la figure 2.13. On constate que la diffusion est maximale en fin d'impulsion et après le pic d'intensité laser. Les barres d'erreur représentent la résolution de la mesure et on note que l'on ne peut résoudre la différence de croissance entre le Raman avant et le Raman à 30° .

Le temps de diffusion est approximativement le même pour un chirp négatif ou positif; cela signifie que le signe du chirp n'affecte pas la croissance des instabilités Raman dans le régime étudié. Ceci est d'ailleurs en accord avec le fait que les satellites ont la même amplitude quel que soit le signe du chirp (cf. figure 2.11).

Finalement, comme on peut l'observer sur la figure 2.13, pour des impulsions plus longues que 4 ps, on constate que la diffusion a lieu de plus en plus tôt dans le référentiel de l'impulsion, jusqu'à se produire au pic de l'impulsion (pour $\tau_c = 7$ ps).

Sur la figure 2.14, nous présentons des résultats similaires obtenus pour le Raman de côté avec plusieurs densités électroniques. Les résultats montrent que dans le cas d'impulsions de quelques picosecondes, la diffusion maximale a lieu de plus en plus tôt lorsque la densité électronique augmente.

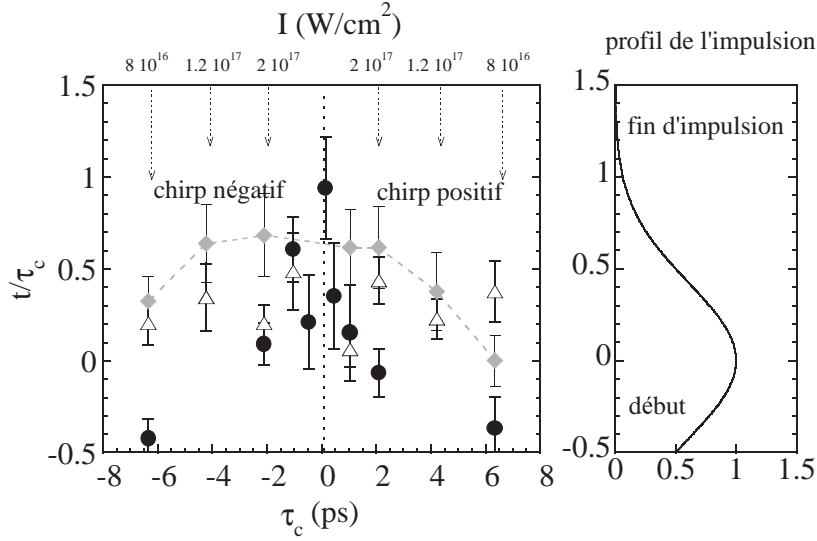


FIG. 2.14 – Temps du maximum de diffusion du Raman de côté en fonction de la durée d'impulsion et pour plusieurs densités. Triangles blancs : points expérimentaux pour $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; losanges gris : $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; cercles noirs : $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

2.2.4 Modèle temporel simple

Pour expliquer le comportement du Raman avant⁴ dans le cas des impulsions longues ($\tau_c > 1 \text{ ps}$), j'ai développé un modèle purement temporel [Faure *et al.* 2001] dans lequel on néglige les effets liés à la propagation du laser. Le champ laser incident est décrit par l'équation 2.4 que nous rappelons :

$$E_{inc}(t) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_c} \right)^2 + i(\omega_0 t + bt^2) \right]$$

L'onde plasma excitée par le Raman avant a une croissance purement temporelle, donnée par le taux de croissance non relativiste à 4 ondes : $\gamma_0(t) = \alpha_0(t) \omega_p^2 / (\sqrt{8} \omega_0)$. L'onde plasma peut également être amortie par l'instabilité modulationnelle dans le régime supersonique [Zakharov 1972, Mora *et al.* 1988, Amiranoff *et al.* 1992]. Le taux de croissance de cette instabilité est :

$$(2.11) \quad \alpha_0(t) = \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{6}} \frac{c}{v_{th}} \delta(t)$$

où v_{th} est la vitesse thermique des électrons et δ l'amplitude de l'onde plasma.

⁴Le Raman de côté à 30° a un comportement complètement similaire à celui du Raman avant ; les spectres sont d'ailleurs presque identiques.

Pour prédire l'évolution de l'onde plasma, on utilise une équation d'enveloppe heuristique :

$$(2.12) \quad \frac{\partial}{\partial t} \delta = \gamma_0(t) \delta - \alpha_0(t, \delta) \delta$$

Le premier terme de droite représente donc la croissance de l'onde plasma due au Raman avant ; le deuxième terme est un terme phénoménologique qui simule l'amortissement de l'onde plasma sur les ondes ioniques avec un taux de croissance qui dépend de l'amplitude de l'onde et donc du temps.

Comme nous l'avons vu plus haut, on fait l'hypothèse que la longueur d'interaction est la longueur de Rayleigh car nous sommes dans un cas où il n'y a pas d'autofocalisation. On peut alors écrire le champ électrique sortant, après interaction :

$$(2.13) \quad E_{sort}(t) = E_{inc}(t) \exp(i\phi(t))$$

où ϕ représente la phase accumulée par l'impulsion laser au cours de sa traversée dans la zone d'interaction :

$$(2.14) \quad \phi(t) = \pi \delta(t) \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{z_R}{\lambda_p} \sin(\omega_p t)$$

En réalisant la transformée de Fourier de $E_{out}(t)$, on peut alors calculer le spectre de l'impulsion après interaction.

Ce modèle n'est valable que sous les hypothèses suivantes :

- Il n'y a pas d'autofocalisation ; la longueur d'interaction est la longueur de Rayleigh : $L = z_R$.
- On néglige les effets spatio-temporels : $c\tau_c \gg z_R$.
- Le taux de l'instabilité Raman est non relativiste : $a_0 \ll 1$.
- L'instabilité est dans son régime linéaire : $\delta \ll 1$.
- L'instabilité doit être suffisamment faible pour ne pas modifier sévèrement l'impulsion pompe : $\gamma_0/\omega_p \ll 1$.

Toutes ces conditions sont vérifiées pour les données que nous sommes en train de considérer, et ce modèle peut raisonnablement être appliqué. La figure 2.15 représente le résultat d'un calcul de spectre Raman avant pour les mêmes paramètres que ceux de la figure 2.11. Les spectres calculés sont en très bon accord avec les spectres expérimentaux : les positions des satellites sont reproduites à 2 nm près. De même, le rapport de l'amplitude de la raie laser aux satellites est de $2.5 - 4 \times 10^{-2}$ expérimentalement, et le calcul donne 3.5×10^{-2} . Pour le calcul, la perturbation de densité initiale est prise égale à l'expression 1.42 : $\delta n_0 = 0.9\pi a_0^2 / (\tau_c \omega_p)^{2.8}$. Notons que le seul paramètre

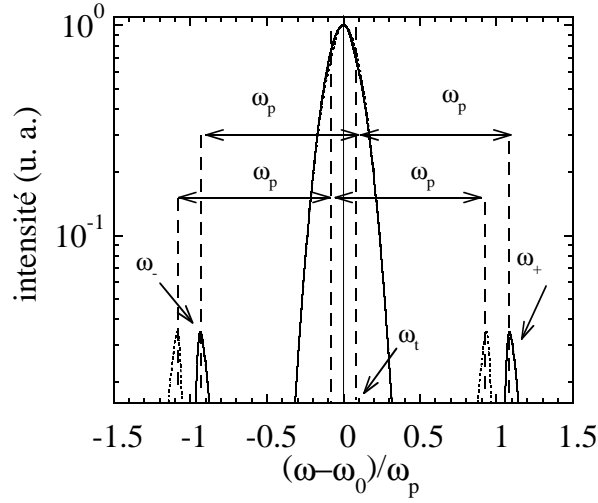


FIG. 2.15 – *Spectres Raman simulés. Les paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 2.11 : $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, avec une impulsion $\tau_c = 4.2 \text{ ps}$ et $I = 1.2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. Pour le calcul, on a supposé $T_e = 200 \text{ eV}$. Trait plein (pointillé) : chirp positif (négatif).*

libre du calcul est la température électronique $T_e = m_e v_{th}^2$. Ce paramètre (non mesuré dans l'expérience) a un impact sur le taux d'amortissement de l'onde plasma. Sur la figure 2.16, nous montrons cependant que la position des satellites Raman n'est pas grandement influencée par la température. En effet, en variant la température de 50 eV à 1 keV, les satellites Raman ne se déplacent que de 4 nm (soit 4×10^{-2} en unité de $(\omega - \omega_0)/\omega_p$).

Finalement, sur la figure 2.17, on présente une comparaison théorie expérience des temps de maximum de diffusion pour le Raman avant. Lorsque l'amortissement par l'instabilité modulationnelle n'est pas pris en compte (losanges noirs), on constate que le modèle ne reproduit pas bien l'expérience. Cela signifie que si l'onde plasma n'était pas amortie, elle continuerait d'être amplifiée tout le long de l'impulsion et la diffusion serait maximale en fin d'impulsion. Par contre, lorsque l'instabilité modulationnelle est utilisée dans le modèle (triangles noirs), on observe un très bon accord avec l'expérience. La croissance des ondes ioniques a le temps de se développer lorsque l'impulsion est assez longue ($\tau_c > \omega_{pi}^{-1}$). Le modèle montre alors que les ondes plasma électroniques saturent à des amplitudes $\delta < 5\%$. Sur la figure 2.18, on a tracé l'évolution de l'onde plasma. L'amortissement devient important dès que l'amplitude de l'onde plasma atteint 1%. Lorsque l'on ne prend pas en compte l'amortissement par l'instabilité modulationnelle, l'onde plasma

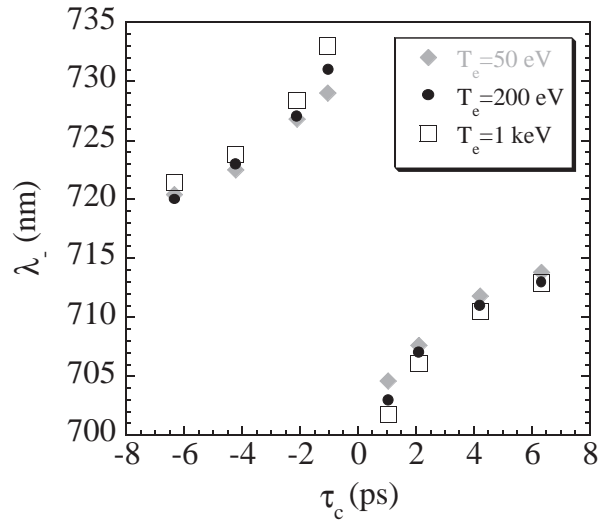


FIG. 2.16 – Calcul de la position du satellite anti-Stokes en faisant l'hypothèse de différentes températures électroniques.

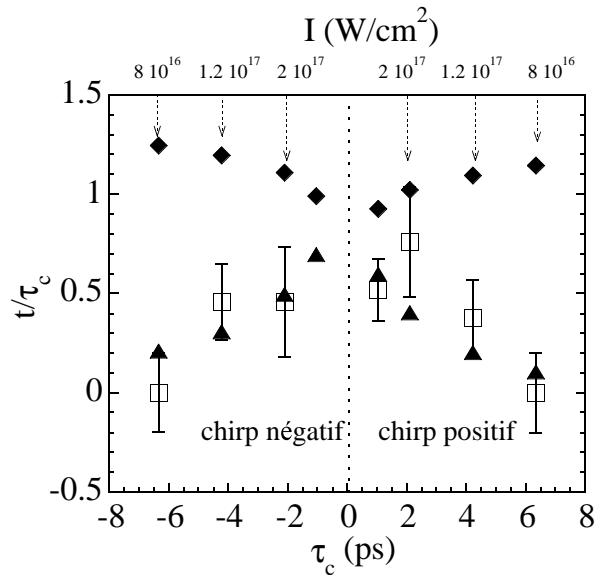


FIG. 2.17 – Comparaison des temps de diffusion maximale. Carrés blancs : expérience ; triangles noirs : modèle avec amortissement par l'instabilité modulationnelle ; losanges noirs : modèle sans amortissement.

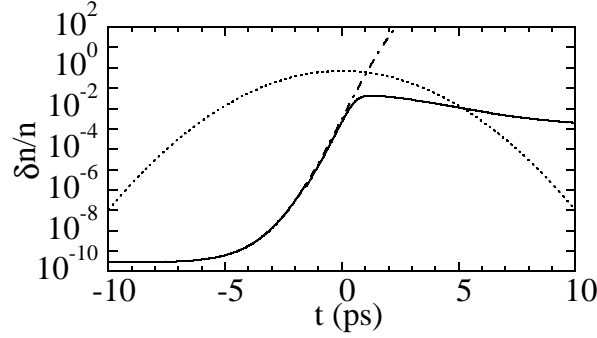


FIG. 2.18 – Illustration de la saturation de l’onde plasma par l’instabilité modulationnelle dans un plasma de $n_e = 3 \times 10^{19}$, avec une impulsion de 4.2 ps et $I = 1.2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. Trait pointillé : profil de l’impulsion; trait discontinu : évolution de l’onde plasma sans amortissement (croissance en $\exp \Gamma(t)$); trait continu : évolution de l’onde plasma avec amortissement. L’amplitude sature à $\delta = 5\%$.

croît comme $\exp \Gamma(t)$, avec :

$$(2.15) \quad \Gamma(t) = \int_{-\infty}^t \gamma_0(t) dt \propto \sqrt{\tau_c} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t}{\tau_c} \sqrt{2 \ln 2} \right) \right)$$

On voit donc que pour une valeur de t/τ_c donnée, l’onde plasma atteint une amplitude plus importante pour une impulsion longue ($\Gamma \propto \sqrt{\tau_c}$). Cela explique que pour une impulsion longue, l’amortissement par l’instabilité modulationnelle ait lieu plus tôt que pour une impulsion courte. Par conséquent, on comprend maintenant le fait que le temps de diffusion ait lieu plus tôt lorsque les impulsions sont longues (voir les points à $\tau_c = 7$ ps sur les figures 2.11 et 2.14). On peut expliquer le comportement de la figure 2.14 avec les mêmes arguments : lorsque la densité augmente, le Raman de côté croît plus vite et est donc amorti plus tôt. Ceci, corrélé avec le fait qu’à haute densité ω_{pi} est plus grand, fait que l’amortissement des ondes plasma se fait d’autant plus tôt que la densité est élevée. Remarquons que dans le cas haute densité ($n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), l’amortissement a lieu très tôt quand la durée d’impulsion est $\tau_c = 7$ ps. Ce cas n’est pas facile à interpréter, car comme nous le verrons au chapitre suivant, des électrons relativistes ont été mesurés lors de ces tirs. Le piégeage de particules peut également contribuer à l’amortissement de l’onde par effet Landau, ce dont on ne tient pas compte dans le modèle actuel.

2.2.5 Spectres Raman arrière

Pour compléter cette étude, nous avons également mesuré le spectre du Raman arrière. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le Raman arrière pourrait jouer un rôle déterminant dans le piégeage des particules et il est intéressant de mieux comprendre son rôle.

L'analyse précédente ne tient plus dans le cas du Raman arrière car :

- Seul le satellite Stokes est présent.
- Pour le Raman arrière $\omega_{pe} \neq \omega_p$. La connaissance de la température électronique nous manque.

Pour ces deux raisons, il est difficile de remonter directement à ω_t et par conséquent au temps de maximum de diffusion. Les résultats que nous exposerons seront donc plus qualitatifs que quantitatifs.

Sur la figure 2.19, on montre des images obtenues avec la caméra CCD du spectromètre. Le spectre du haut a été obtenu pour un chirp négatif et celui du bas pour un chirp positif. Sur chaque image, le signal du haut correspond au Raman arrière tandis que celui du bas représente le Raman de côté. Le satellite du Raman de côté se déplace de la même façon que précédemment lorsque le chirp change de signe. Cela signifie donc que le Raman de côté a lieu après le pic de l'impulsion. Le satellite du Raman arrière se déplace en sens contraire, ce qui signifie donc que le maximum de diffusion du Raman arrière a lieu avant le pic de l'impulsion. Ce comportement était très reproductible et a été observé pour une vingtaine de tirs, avec des impulsions de 100 à 500 fs et des intensités de l'ordre de $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

Ce résultat est très important :

- Il confirme que le Raman arrière croît plus rapidement que les autres instabilités.
- Il indique que le Raman arrière croît puis sature. Cette saturation peut s'expliquer simplement par l'amortissement dû au piégeage massif d'électrons dans l'onde plasma.
- Il confirme les scénarii de pré-chauffage des électrons par le Raman arrière. Les électrons ainsi pré-accélérés pourront alors plus facilement être piégés dans des ondes à grande vitesse de phase.

2.2.6 Conclusion sur les instabilités

En conclusion, nous avons mesuré la dynamique des instabilités Raman dans le référentiel de l'impulsion avec une résolution inférieure à la picoseconde. Nous avons observé que le Raman avant et de côté sont plus impor-

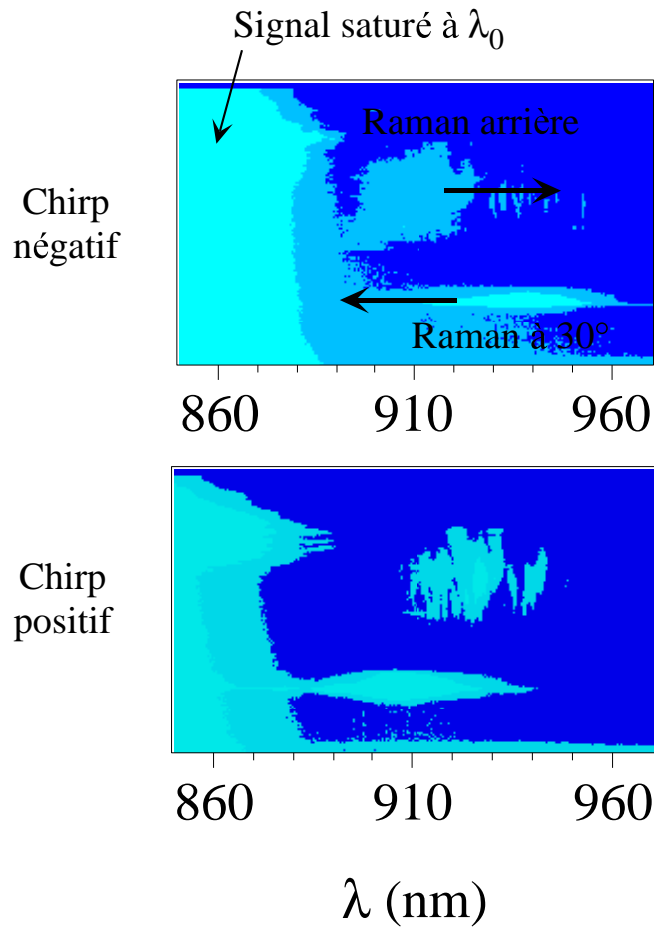


FIG. 2.19 – Spectres Raman arrière et Raman de côté obtenus dans un plasma de $n_e \simeq 1.5 \times 10^{19}$ et une impulsion chirpée de $\tau_c = 300$ fs et $I = 10^{18}$ W.cm $^{-2}$.

tants en fin d'impulsion. Le Raman arrière, au contraire, se produit essentiellement au début de l'impulsion. Ceci est en accord avec un modèle simple et pourrait donner raison à certains scénarii sur les mécanismes de piégeage des particules relativistes dans un plasma. Finalement, nous avons également vu que pour des impulsions un peu plus longues ($\tau_c > \omega_{pi}^{-1}$), les ondes plasma sont fortement amorties par l'instabilité modulationnelle. Ceci nous indique clairement qu'il s'agit là d'un régime à éviter pour l'accélération laser de particules.

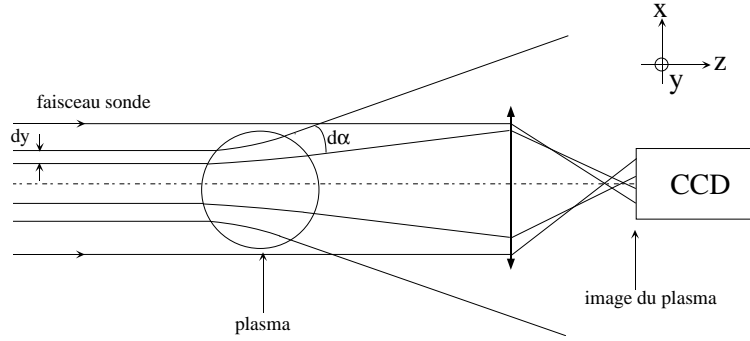


FIG. 2.20 – Principe de l'ombroscopie.

2.3 Etude de l'autofocalisation

Dans cette partie, nous allons montrer comment le diagnostic d'ombroscopie permet d'obtenir de nombreuses informations qualitatives quant à la propagation du laser dans le plasma. L'avantage de l'ombroscopie tient au fait qu'elle permet d'obtenir une image des gradients de densité du plasma avec une très bonne résolution temporelle. C'est la durée du faisceau sonde, qui peut être inférieure à 50 fs, qui fixe la résolution temporelle du diagnostic.

La figure 2.20 schématise notre diagnostic d'ombroscopie : le faisceau sonde parallèle traverse le plasma, représenté ici par un cercle (section du plasma). Les rayons qui passent dans le plasma sont déviés en raison de la présence de gradients de densité. Si l'on considère que ces gradients n'existent que dans le plan (x, z) , alors, on peut écrire l'angle de déviation α comme suit :

$$(2.16) \quad \alpha = \int_C \frac{1}{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} ds$$

où s est l'abscisse curviligne et C représente la trajectoire du rayon dans le plasma. Considérons maintenant l'intensité infinitésimale comprise entre deux rayons distants de dy . Cette intensité s'écrit $dI = I_0 S$, où $S \propto l dy$, est la surface infinitésimale entre les deux rayons (l est une dimension caractéristique dans la direction y). Les deux rayons vont ensuite être déviés par le plasma d'un angle α et $\alpha + d\alpha$. Si on considère que la déviation est faible ($\alpha \ll 1$) et que les rayons sont proches de l'axe, l'intensité entre les deux rayons devient alors :

$$(2.17) \quad dI' \simeq I_0 l (dy + D d\alpha) = dI \left(1 + D \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)$$

où D est le diamètre du plasma. Finalement, en utilisant la relation 2.16, on

constate que l'intensité dans le plan image est modifiée comme suit :

$$(2.18) \quad \frac{\delta I}{I} \simeq D \int_C \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} ds$$

La relation précédente représente l'intensité après le plasma et après que le faisceau sonde se soit propagé dans l'espace libre. Dans notre expérience, nous avons imagé la sortie du plasma en utilisant une lentille. L'ouverture finie de cette dernière change la répartition de l'intensité dans le plan image car certains rayons, trop déviés, ne rentrent pas dans la lentille. La relation 2.18 ne peut donc pas être utilisée directement. Qualitativement, on voit donc que l'ombroscopie permet d'obtenir des images dont l'intensité représente les variations de gradient d'indice. Dans notre cas, la taille transverse du plasma est petite (la dizaine de microns au point focal) et la résolution de l'image étant d'environ $10 \mu\text{m}$, lorsque le laser est focalisé, on pourra admettre que l'ombroscopie est presque une image du plasma.

2.3.1 Autofocalisation relativiste d'impulsions de 35 fs

Jusqu'à présent, l'autofocalisation relativiste avait été étudiée dans un régime où la durée d'impulsion était suffisamment grande devant la période plasma : typiquement $\tau_0 = 300 \text{ fs}$ dans un plasma de $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (ce qui donne $\omega_p \tau_0 \simeq 75$). Les premières observations sont récentes [Monot *et al.* 1995, Gibbon *et al.* 1995] et ont été réalisées à l'aide de diagnostics de diffusion Thomson à 90° .

Nous nous intéressons ici au cas où $\omega_p \tau_0 \sim 10$; comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, une impulsion trop courte par rapport à ω_p ne peut pas s'autofocaliser. Cet effet n'avait jamais été démontré expérimentalement. Le laser du LOA ayant une impulsion très courte et une forte puissance, j'ai donc proposé de faire cette expérience. Sur la figure 2.21, on voit l'empreinte de plasma laissée par une impulsion relativiste ($a_0 = 3$) de 35 fs. Pour tous les tirs présentés sur cette figure, la puissance était bien supérieure à la puissance d'autofocalisation relativiste ($P/P_c > 7$). On observe cependant bien la transition entre le régime de guidage par effet relativiste des images *a*), *b*) et le régime des images *c*), *d*). Dans le cas de *d*), on constate en particulier que l'autofocalisation n'a pas lieu du tout. Preuve en est l'empreinte de plasma qui suit la géométrie de la diffraction naturelle de l'impulsion : le plasma est contenu dans le cône de diffraction alors que dans les cas autoguidés, il était confiné à un fin canal de quelques dizaines de microns de large. On voit donc que le paramètre crucial pour l'autofocalisation est $\omega_p \tau_0$: pour $\omega_p \tau_0 \simeq 1$, l'autofocalisation relativiste devient difficile. Ceci s'explique simplement par

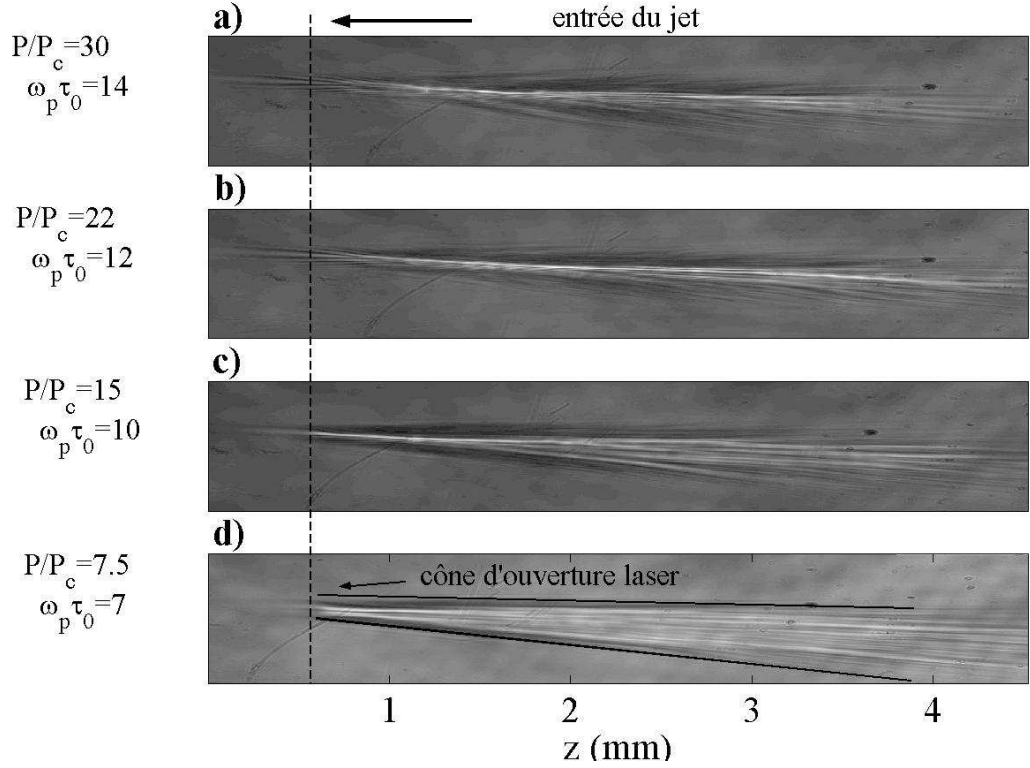


FIG. 2.21 – Images de plasmas obtenues par ombroscopie résolue en temps : le faisceau sonde est de durée $\tau_{sonde} < 50$ fs et il arrive 15 ps après l'entrée du laser pompe dans le plasma. Le faisceau pompe est ultra-court (35 fs, $I = 1.8 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$). La densité varie de $n_e = 5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$ (cas a)) à $n_e = 1.25 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$ (cas d)).

la défocalisation de l'impulsion par l'onde plasma longitudinale générée par la force pondéromotrice (voir chapitre 1).

Sur la figure 2.22, on récapitule les résultats des images obtenues par ombroscopie. Sur cette figure, nous avons pris en compte les corrections relativistes sur la fréquence plasma ; nous avons donc tracé la longueur de guidage en fonction du paramètre $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2}$. Dans le régime, $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2} > 6$, on obtient un canal stable sur une grande longueur. Dans le meilleur cas (cas b)), le canal est aussi long que le jet de gaz, soit 4 mm ou $28z_R$. Dans les cas plus haute densité, à $n_e = 5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$, le canal est plus court. Ceci peut s'expliquer par une plus grande absorption dans le plasma : à plus haute densité, les instabilités sont plus importantes. Finalement pour $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2} = 6$ (cas c)), le canal est considérablement plus court. Cela est probablement dû à l'érosion de l'avant de l'impulsion qui diminue suffisamment la durée d'impulsion au

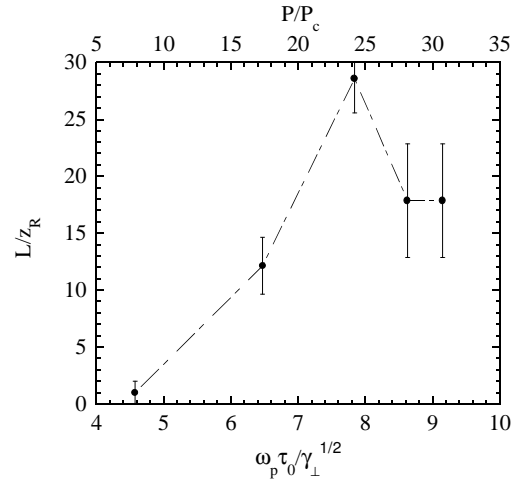


FIG. 2.22 – Longueur d'autofocalisation (normalisée à z_R) en fonction des paramètres $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2}$ et P/P_c .

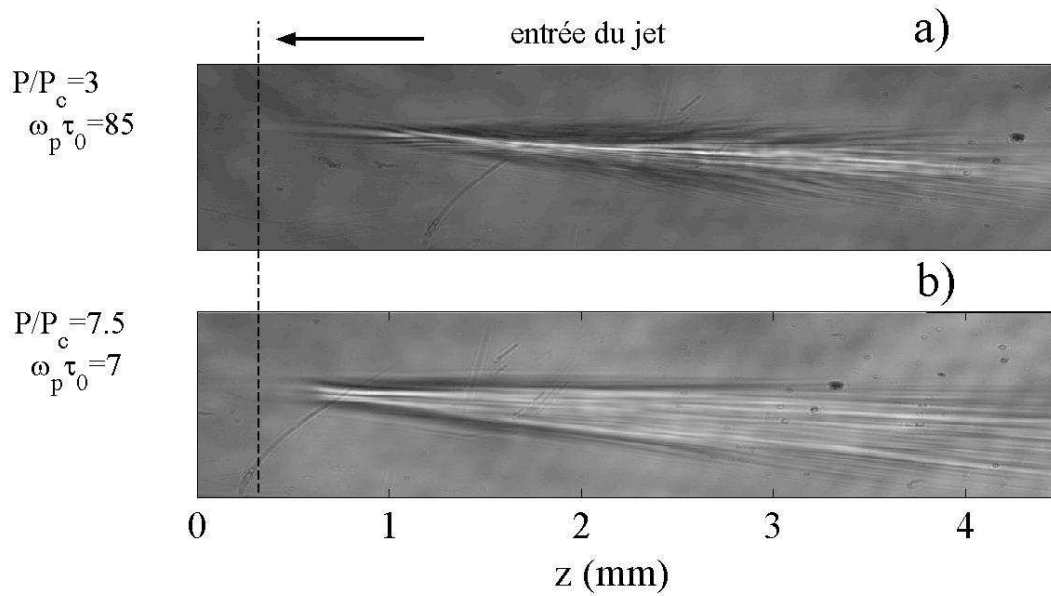


FIG. 2.23 – a) : autofocalisation d'une impulsion de 250 fs dans un plasma de $n_e = 3.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. b) : impulsion de 35 fs dans un plasma de $n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

bout de quelques longueurs de Rayleigh. On est alors ramené au cas *d*) où l'impulsion, défocalisée par l'onde plasma longitudinale, est trop courte pour s'autofocaliser.

L'impulsion du cas *d*) de la figure 2.21 n'est pas guidée. On est tout de même en droit de se demander si c'est en raison du faible P/P_c plutôt qu'en raison du faible $\omega_p\tau_0$. Le cas *d*) est en effet le cas pour lequel le paramètre P/P_c est le plus faible, et l'on pourrait penser que l'impulsion n'est pas guidée parce que pour une raison quelconque, le seuil d'autofocalisation est plus élevé que $P/P_c = 1$. Cela pourrait être le cas pour une impulsion dont le profil n'est pas gaussien par exemple. Afin d'ôter toute sorte de doutes, on a représenté sur la figure 2.23 l'empreinte d'impulsions de P/P_c semblables mais de $\omega_p\tau_0$ très différents. Le cas *b*) reproduit est toujours le cas non autofocalisé en impulsion courte ($\tau_0 = 35$ fs) : $P/P_c = 7.5$, $\omega_p\tau_0 = 7$. Le cas *a*) a été obtenu avec une impulsion plus longue ($\tau_0 = 250$ fs), pour laquelle $P/P_c = 3$ et $\omega_p\tau_0 = 85$. Cette impulsion s'autofocalise sans problème et cela confirme donc que le paramètre clé est bien $\omega_p\tau_0$.

Nous avons donc démontré expérimentalement qu'une impulsion ultra-courte ne peut s'autofocaliser par effet relativiste dans un plasma. Le seuil en durée d'autofocalisation se situait autour de $\omega_p\tau_0/\gamma_\perp^{1/2} = 4.4$, valeur proche de la condition de sillage classique $\omega_p\tau_0 = 4\sqrt{\ln 2} \simeq 3.3$. Nous avons donc bien prouvé expérimentalement qu'une impulsion ne peut s'autofocaliser que si elle vérifie le régime du sillage automodulé : $\omega_p\tau_0/\gamma_\perp^{1/2} > 6$, d'après nos expériences.

2.3.2 Autofocalisation pondéromotrice

Nous nous intéressons maintenant à un tout autre régime : l'interaction en impulsions longues. Les ions ont le temps de bouger et un canal pondéromoteur se forme pendant l'interaction. L'effet de creusement pondéromoteur et de formation de canal dans le régime des impulsions picosecondes a été abondamment étudié expérimentalement [Young *et al.* 1995a,b, Krushelnick *et al.* 1997, Sarkisov *et al.* 1999]. Cependant, nous avons montré pour la première fois que la formation de ce canal abaisse le seuil d'autofocalisation relativiste.

Les traces de l'impulsion dans le plasma sont représentées sur la figure 2.24. Comme on le voit sur les images *a*) et *b*), même si $P/P_c < 1$, l'impulsion reste autofocalisée sur environ 2-2.5 mm (soit $\sim 18z_R$). Ceci n'a lieu que si les ions ont suffisamment de temps pour bouger et créer un canal par expulsion pondéromotrice. Si le paramètre $\omega_{pi}\tau_0$ est suffisamment élevé, un canal se

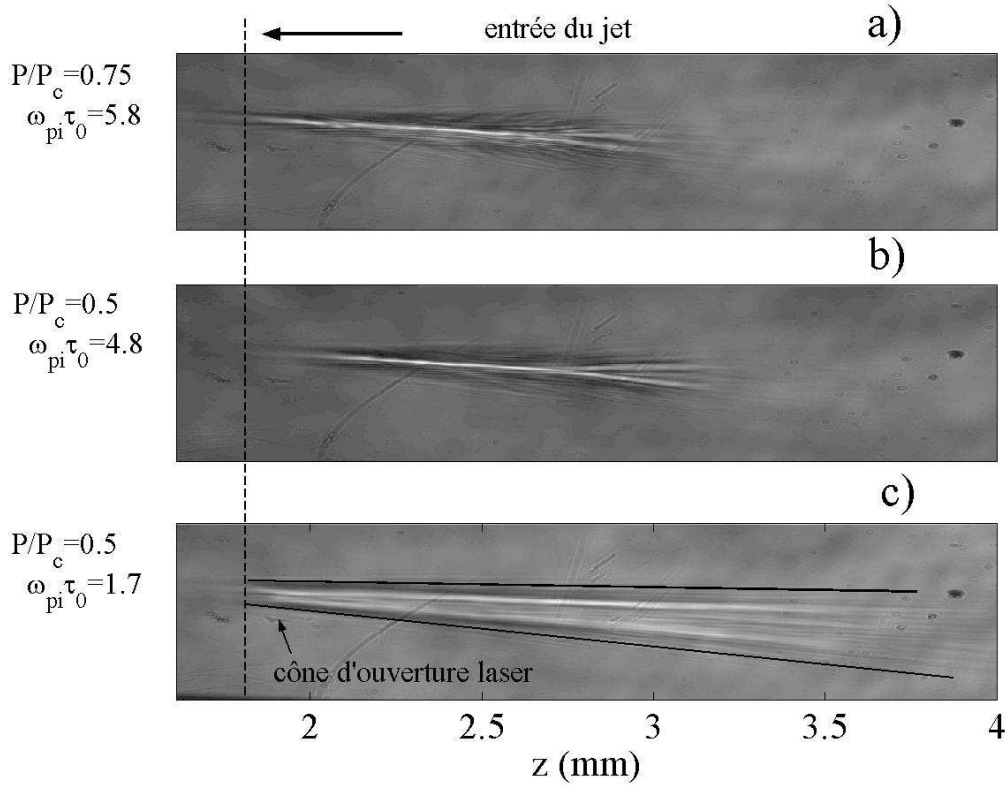


FIG. 2.24 – Ombroscopies de plasmas créés avec des impulsions telles que $P/P_c < 1$. a) : $\tau_c \simeq 1$ ps, $I \simeq 6 \times 10^{17}$ W.cm $^{-2}$, $n_e = 3.8 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$; b) : $\tau_c \simeq 1$ ps, $I \simeq 6 \times 10^{17}$ W.cm $^{-2}$, $n_e = 2.5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$; c) : $\tau_c \simeq 0.5$ ps, $I \simeq 1.2 \times 10^{18}$ W.cm $^{-2}$, $n_e = 1.25 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$.

forme pendant l'interaction et l'impulsion est autofocalisée si $P > P_M = P_c(1 - \Delta n/\Delta n_c)$. Sur l'image c) de la figure 2.24, l'impulsion n'est pas guidée car le paramètre $\omega_{pi}\tau_0 = 1.7$ est trop petit.

Afin de comprendre plus qualitativement le rôle du creusement, j'ai utilisé un code monodimensionnel décrivant le mouvement radial des ions [Marquès *et al.* 1993]. Ce code est basé sur le modèle décrit par les équations 1.81 du chapitre 1. Sur la figure 2.25, on représente l'évolution temporelle du profil de densité électronique correspondant au cas b) de la figure 2.24. On observe qu'après une interaction de 3 ps, l'impulsion a creusé un canal profond : la densité sur l'axe est de $n_e(r = 0) = 0.5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$ et sur les bords du canal, la densité est comprimée avec un maximum à $5 \mu\text{m}$ de l'axe, $n_e(r = 5 \mu\text{m}) = 4 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$. La forme du canal, ainsi que sa profondeur, évoluent pendant l'interaction. Cependant le canal n'est en général pas parabolique et il est trop étroit pour guider de façon optimale l'impulsion laser (de profil

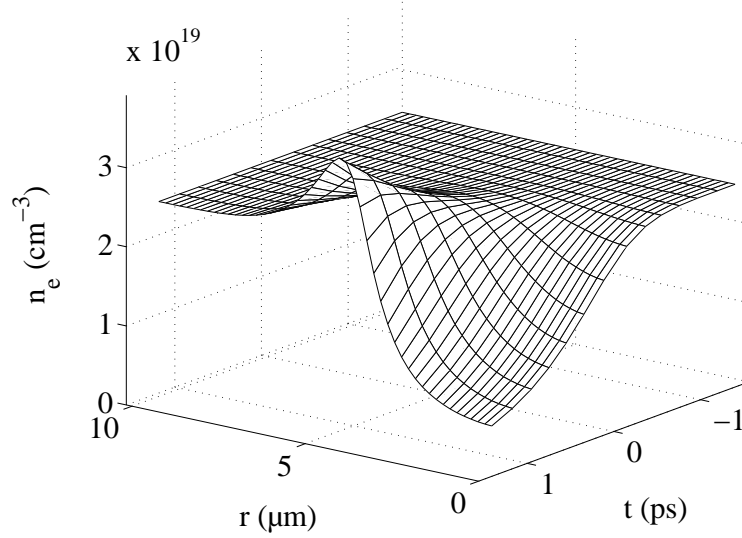


FIG. 2.25 – Simulation de l'évolution temporelle du profil du densité électronique dans le cas b) de la figure 2.24. Le plasma est initialement uniforme : $n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et les paramètres laser sont $\tau_c \simeq 1 \text{ ps}$, $I \simeq 6 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

gaussien, avec $w_0 = 6 \mu\text{m}$). Il est donc difficile d'utiliser ici le critère habituel de guidage dans un canal parabolique : $\Delta n > \Delta n c$. Le canal étant trop étroit, l'impulsion diffracte probablement fortement sur les bords. L'étude détaillée de la propagation du laser dans un tel canal demanderait de mettre en place des simulations 2D, plus lourdes à utiliser.

Cependant, même si l'on ne peut connaître avec exactitude le comportement du laser dans le canal, on peut l'estimer en considérant le critère simple suivant :

si $P(t) > P_M(t)$, le laser est guidé. Pour évaluer ce paramètre, on prend $P_M(t) = P_c(1 - \Delta n(t)/\Delta n c)$ et $\Delta n = n_e(r = 0, t) - n_e(r = 0, t = 0)$. Cette définition n'est pas exacte⁵ mais permet de comprendre de manière plus qualitative la physique en jeu. Le paramètre $P/P_M(t)$ est tracé sur la figure 2.26 pour des paramètres correspondants aux cas guidé b) et non guidé c) de la figure 2.24. L'impulsion n'est guidée qu'au bout d'un temps de coupure t_c . L'avant de l'impulsion ($t < t_c$) n'est pas guidée et diffracte librement alors que l'arrière ($t > t_c$) est guidée par effet relativiste et pondéromoteur. On

⁵En réalité, la véritable définition de Δn dans un canal parabolique est $\Delta n(t) = n_e(r = 0, t) - n_e(r = w_0, t)$.

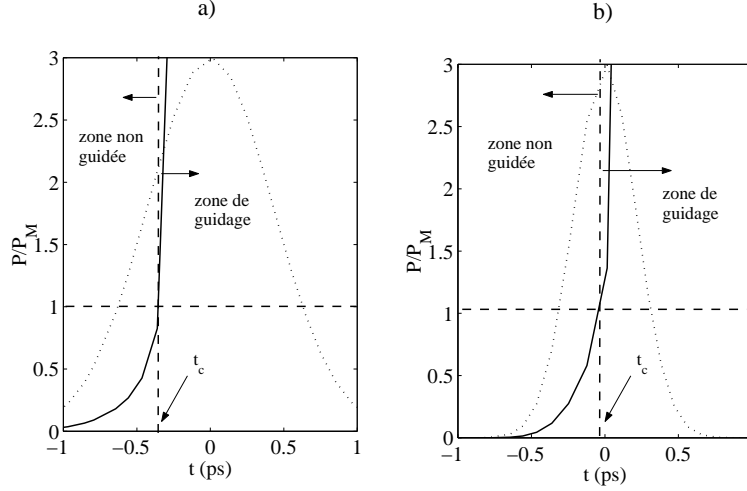


FIG. 2.26 – Simulations de l'évolution du paramètre P/P_M durant l'interaction. t_c est le temps de coupure définissant le moment à partir duquel l'impulsion est guidée. a) : paramètres correspondant au cas b) de la figure 2.24 ; b) : mêmes paramètres que c) sur la figure 2.24.

peut définir la fraction d'énergie guidée $\sigma = U_{\text{guid}}/U_{\text{total}}$:

$$(2.19) \quad \sigma = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{t_c}{\tau_0} 2\sqrt{\ln 2} \right) \right]$$

Dans le cas b) sur la figure 2.26, $\sigma = 50\%$ de l'énergie n'est pas guidée. Après propagation sur une longueur de Rayleigh, la moitié avant de l'impulsion a commencé à diffracter. À $z = z_R$, le canal creusé n'est probablement plus assez profond pour guider la seconde partie de l'impulsion. Ceci explique que ce cas n'est pas favorable au guidage. Notons également que la simulation surestime le creusement car on atteint ici les limites du modèle sur le mouvement ionique : pour ce cas particulier $\tau_{\text{pond}} = 1.5 \text{ ps} < \omega_{pi}^{-1} = 3 \text{ ps}$.

Par contre, dans le cas a), $\sigma = 83\%$ de l'énergie est guidée et l'érosion de l'impulsion par la diffraction ne concerne qu'une petite partie à l'avant de l'impulsion. L'érosion de l'impulsion est moins importante et l'impulsion peut se propager sur plusieurs longueurs de Rayleigh. Le modèle s'applique bien pour ce cas : $\tau_{\text{pond}} > \omega_{pi}^{-1}$.

Si on utilise l'expression analytique 1.90, obtenue au chapitre 1, on trouve que $t_c \simeq -0.75 \text{ ps}$ $\sigma = 93\%$ de l'énergie est guidée dans le cas a), contre $\sigma = 70\%$ ($t_c \simeq -0.15 \text{ ps}$) dans le cas b). Cette expression n'est pas exacte et surestime le creusement, mais permet tout de même de reproduire qualitativement la tendance des résultats numériques.

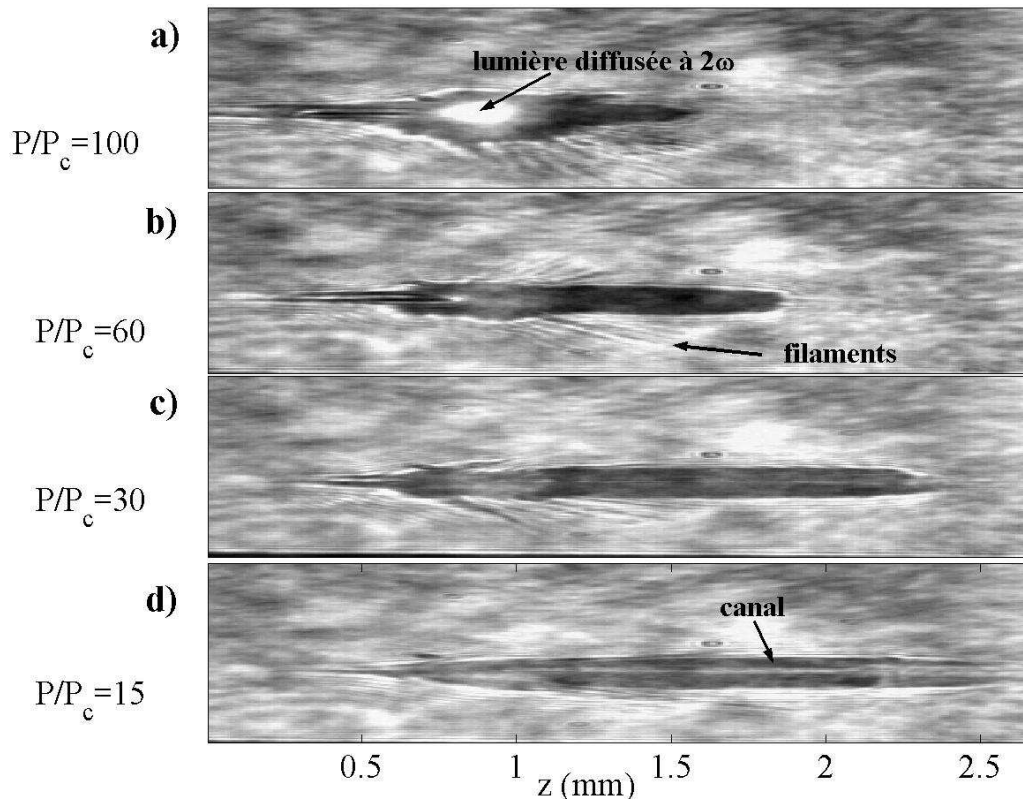


FIG. 2.27 – Ombroscopies de plasmas créés avec une impulsion courte $\tau_0 = 35$ fs, $I = 1.8 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$ dans le jet de 2 mm. Le faisceau sonde arrive de 50 à 100 ps après l'interaction. a) : $n_e = 1.5 \times 10^{20}$; b) : à $n_e = 9 \times 10^{19}$; c) : à $n_e = 5 \times 10^{19}$; d) : à $n_e = 2.5 \times 10^{19}$.

2.3.3 Autofocalisation à haute densité

Dans les cas exposés jusqu'à maintenant, l'autofocalisation relativiste donnait lieu à la formation d'un plasma très fin, et il était difficile de distinguer la présence de plusieurs filaments : le laser semblait rester focalisé en un seul filament. Cela n'est plus le cas lorsque l'on augmente considérablement la densité électronique.

Sur la figure 2.27, on montre des ombroscopies de plasmas obtenues en impulsion courte ($\tau = 35$ fs et $I = 1.8 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$) avec le jet de gaz de 2 mm. Pour les images de la figure 2.27, le faisceau sonde était converti à 2ω , et il arrivait 50 à 100 ps après le début de l'interaction. Le plasma ayant ainsi eu le temps de se détendre, il est beaucoup plus large sur cette figure que sur les précédentes. Un filtre interférentiel à 2ω était placé devant la caméra. On constate plusieurs phénomènes intéressants :

- En début de jet, on peut observer des filaments qui se propagent avec un angle donné. Cet angle est d'autant plus grand que le plasma est dense. Ces filaments ionisent le plasma et par conséquent, leur intensité est $> 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. Ce phénomène peut s'expliquer par l'autofocalisation violente ($P/P_c \sim 50$) et par une forte croissance des instabilités Raman de côté. Ceci est confirmé par le fait que dans le cas *a*), on observe de la lumière diffusée à 2ω , confirmant qu'en ce point, l'intensité laser ainsi que les gradients de densité sont probablement très élevés.
- La taille du plasma est d'autant plus grande que le plasma est peu dense. Ceci indique qu'à forte densité, les instabilités sont tellement fortes, que le laser est très efficacement absorbé ou diffusé. Dans le cas *a*), $n_e = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, le plasma ne s'étend que sur 1 mm alors que pour le cas *d*) à plus basse densité, il s'étend sur toute la longueur du jet, soit 2 mm.
- Finalement, dans le cas *d*), on observe la présence d'un canal sur toute la longueur du plasma. Ceci est dû à l'expulsion radiale des ions après le passage de l'impulsion.

On voit donc clairement sur ces images que dans un plasma à haute densité, la propagation du laser peut être très chaotique en raison de l'autofocalisation violente de l'impulsion et de la forte absorption due aux instabilités.

Modèle simple de filamentation

Dans ce qui suit, j'ai essayé de développer un modèle simple afin de pouvoir expliquer le comportement des filaments observés. En particulier, ces filaments ont tendance à se propager avec un angle qui croît avec la densité du plasma. Supposons tout d'abord un faisceau gaussien en espace : $a(r) = a_0 \exp(-r^2/w_0^2)$. L'impulsion s'autofocalise rapidement sur des diamètres de l'ordre de $w'_0 \simeq \gamma_{\perp}^{1/2} c/\omega_p$ [Pukhov & Meyer-ter-Vehn 1996]. En réalité, lorsque le faisceau s'autofocalise, l'intensité augmente et donc a_0 et γ_{\perp} augmentent également. Les quantités w'_0 , a'_0 et γ'_{\perp} désignent les paramètres du laser après autofocalisation. On a alors les relations :

$$(2.20) \quad \begin{aligned} w'_0 &= \frac{\gamma_{\perp}^{1/2} c}{\omega_p} \\ a'_0 &= a_0 \frac{w_0}{w'_0} \\ \gamma'_{\perp} &= \left(1 + \frac{a_0'^2}{2}\right)^{1/2} \end{aligned}$$

On déduit alors de ces équations une équation de sixième degré en w'_0 et

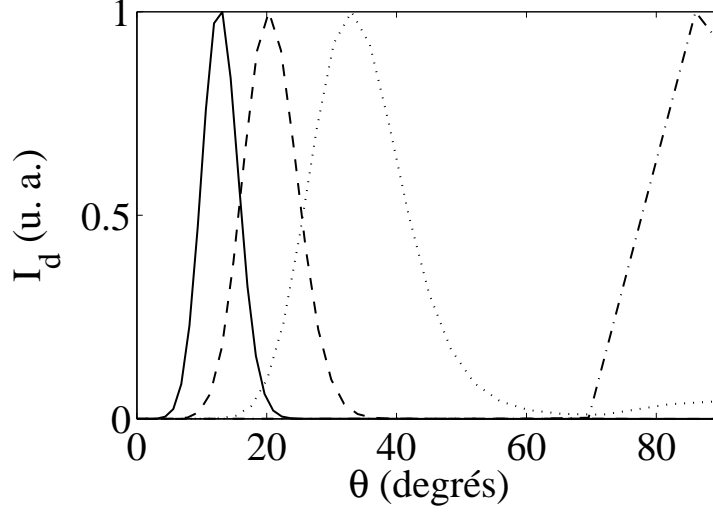


FIG. 2.28 – Intensité des ondes EM diffusées par le Raman à angle en fonction de l'angle pour plusieurs densités électroniques. Trait plein : $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; trait discontinu : $n_e = 2.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; trait pointillé : $n_e = 4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; trait point-tiret : $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

lorsque $a_0 w_0 k_p > 2/\sqrt{3}$, la seule solution ayant un sens physique est :

$$(2.21) \quad w'_0 = \left(\frac{a_0^2 w_0^2}{4k_p^2} \right)^{1/6} [(1+A)^{1/3} + (1-A)^{1/3}]^{1/2}$$

avec $k_p = \omega_p/c$ et A est donné par :

$$(2.22) \quad A = \left(1 - \frac{16}{27a_0^4 w_0^4 k_p^4} \right)^{1/2}$$

Pour l'impulsion du LOA, cela donne par exemple $w'_0 = 3.3 \mu\text{m}$ pour $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, et $w'_0 = 1.6 \mu\text{m}$ pour $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

On considérera en première approximation que le faisceau reste gaussien, on a donc : $a'(r) = a'_0 \exp(-r^2/w_0'^2)$. La force pondéromotrice associée à l'impulsion autofocalisée peut exciter des ondes plasma radiales qui seront considérées comme un bruit de départ pour les instabilités Raman :

$$(2.23) \quad \delta(r) = \omega_p^{-1} \int_0^t dt' \sin[\omega_p(t-t')] \frac{c^2}{2} \nabla^2 a'(r)^2 \propto \nabla^2 a'(r)^2$$

Il vient donc :

$$(2.24) \quad \delta(r) \propto \left(1 - 2 \frac{r^2}{w_0'^2} \right) \exp(-r^2/w_0'^2)$$

En réalisant une transformée de Fourier, on peut obtenir le spectre en k_{\perp} des ondes plasma initiales : $\delta(k_{\perp}) = \text{TF}[\delta(r)]$. Ces perturbations de la densité du plasma provoquent la diffusion (Thomson) d'ondes électromagnétiques δE_d aux fréquences et nombres d'onde (\mathbf{k}_d , $\omega_d = \omega_0 - \omega_p$). Ces ondes électromagnétiques vérifient les équations de dispersion du plasma et par conséquent, on a : $k_d = [(\omega_d^2 - \omega_p^2)/c^2]^{1/2}$. De par la géométrie du problème⁶, on peut considérer que le spectre en k_{\perp} des ondes EM diffusées est $\delta E_d(k_{\perp}) \propto \delta(k_{\perp})$. On suppose donc que pour chaque angle, l'accord de phase est vérifié⁷. Les champs diffusés sont alors amplifiés par l'instabilité Raman de côté avec un gain $G(\theta_d) = \exp[N_{exp}(\theta_d)]$, où N_{exp} est le nombre d'exponentiations obtenu dans la référence [Antonsen et al. \[1993\]](#). Lorsque l'angle de diffusion θ_d est inférieur à un angle critique $\theta_c = 2 \arctan[c\tau_0/(2w'_0)]$, on a :

$$(2.25) \quad N_{exp}(\theta_d) \propto \left(\frac{a_0'^2 k_p k_0}{2} |\tan(\theta_d/2)| \right)^{1/2} w_0'^{1/2} \left(c\tau_0 - w'_0 |\tan(\theta_d/2)| \right)^{1/2}$$

où $\theta_d = \arcsin(k_{\perp}/k_d)$ est l'angle de diffusion, soit encore l'angle que fait un filament avec l'axe de propagation du laser.

Finalement, l'angle préférentiel pour la diffusion Raman va donc maximiser le produit $G(\theta_d)\delta E_d(\theta_d) = E_d(\theta_d)$. Les résultats de ce modèle sont illustrés sur la figure 2.28 où l'on a représenté l'intensité EM diffusée par le Raman en fonction de l'angle. Comme on le voit, plus la densité du plasma augmente, plus l'angle de diffusion est grand. Ces résultats sont qualitativement en accord avec les résultats expérimentaux. Physiquement, lorsque l'autofocalisation a lieu, le laser atteint des diamètres d'autant plus petits que la densité est élevée ($w'_0 \sim \gamma c/\omega_p$). Ainsi, le spectre en k_{\perp} des ondes diffusées est d'autant plus large que la densité est élevée : plus la densité est élevée, plus il existe un bruit initial δE_d à grand angle. Le gain du Raman croît avec θ_d , ce qui explique donc que l'on puisse obtenir de grands angles de diffusion Raman à haute densité.

2.3.4 Conclusion sur l'autofocalisation

Les expériences sur l'autofocalisation ont donc démontré de façon claire qu'une impulsion trop courte ne peut s'autofocaliser par effet relativiste, même si $P/P_c > 1$. Expérimentalement, le seuil d'autofocalisation relativiste se situait autour de $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2} = 4$. Nous avons donc mis en évidence la défocalisation de l'impulsion par l'onde plasma longitudinale. Pour des impulsions

⁶voir chapitre 1, figure 1.6

⁷Cela n'est certainement pas vrai et un calcul plus précis devrait prendre en compte le désaccord de phase selon l'angle considéré.

assez longues (expérimentalement, pour $\omega_{pi}\tau_0 > 5$), le canal pondéromoteur peut abaisser le seuil d'autofocalisation et nous avons observé des impulsions auto-guidée sur $\sim 18z_R$ bien que $P/P_c = 0.5 < 1$. Finalement, à haute densité, la propagation du laser peut être très perturbée par la filamentation et les instabilités Raman.

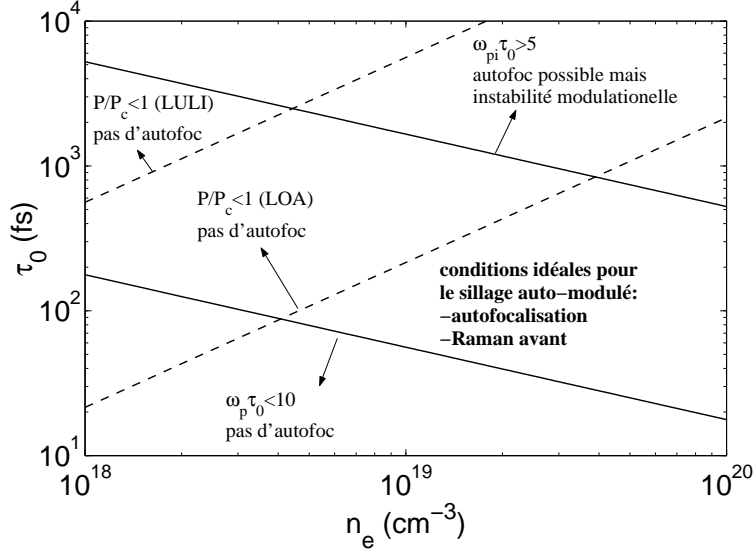


FIG. 2.29 – Différents régimes d'interaction en fonction des paramètres τ_0 et n_e . Les courbes $P/P_c = 1$ ont été tracées avec l'énergie maximale du laser du LOA ($U = 0.6\text{ J}$) et du LULI ($U = 10\text{ J}$).

2.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré les résultats d'une étude expérimentale portant sur les principaux mécanismes de l'interaction laser-plasma en régime relativiste. Ceci va nous permettre de définir un régime de paramètre idéal pour l'accélération laser de particules en sillage auto-modulé.

- L'instabilité Raman doit générer une onde plasma intense ; cela impose :

$$(2.26) \quad \omega_p \tau_0 > 10$$

- L'onde plasma ne doit pas être amortie par l'instabilité modulationnelle ; ceci impose :

$$(2.27) \quad \omega_{pi} \tau_0 < 5$$

- L'onde plasma doit exister sur une grande longueur. Par conséquent, le laser doit être autofocalisé, d'où la double condition⁸ :

$$(2.28) \quad \omega_p \tau_0 > 10, \quad P/P_c > 1$$

⁸Lorsque $\omega_{pi} \tau_0 > 5$, nous avons vu que l'impulsion peut être guidée, néanmoins, la condition 2.27 est alors violée.

Ces conditions sont tracées pour plusieurs densités électroniques sur la figure 2.29. Pour une densité de plasma donnée, il est possible de déterminer une longueur d'impulsion qui satisfasse à tous ces critères. L'énergie U doit alors être choisie de telle sorte que le régime relativiste soit atteint ($P \simeq U/\tau_0 > P_c$). Le rayon de la tache focale w_0 doit permettre d'atteindre les intensités relativistes ($a_0 \sim 1$) nécessaires à la croissance de l'instabilité Raman avant.

Chapitre 3

Génération d'une source d'électrons

Nous allons nous intéresser maintenant à la génération du faisceau d'électrons. Les expériences présentées ci-dessous constituent une première dans la mesure où jusqu'à présent, la production d'électrons en sillage automodulé n'avait eu lieu que sur de grosses installations. Les lasers utilisés (Laser Vulcan au Rutherford, chaîne Terawatt au LULI) étaient limités à un tir toutes les vingt minutes, afin d'assurer le refroidissement des amplificateurs en verre. Nous avons montré qu'une source d'électrons relativistes peut être produite sur une installation plus modeste, plus souple, et surtout avec un laser à haut taux de répétition. La haute répétition nous a non seulement permis de caractériser notre source en détail, mais elle rend aussi crédible les applications d'une telle source. Le plan du chapitre est le suivant :

- Tout d'abord, le schéma expérimental sera présenté, ainsi que les multiples diagnostics et leur fonctionnement.
- J'examinerai ensuite la gamme de paramètres dans laquelle les électrons étaient générés. J'essaierai d'en déduire des seuils et d'en donner une signification physique.
- La caractérisation spectrale du faisceau sera ensuite présentée, ainsi que des lois d'échelle simples permettant de prédire le comportement du spectre des électrons en fonction des paramètres expérimentaux.
- Des simulations numériques ont été réalisées afin de mieux comprendre et identifier la part des différents mécanismes d'accélération.
- Finalement, nous concluerons par des considérations sur la durée et le profil du faisceau d'électrons.

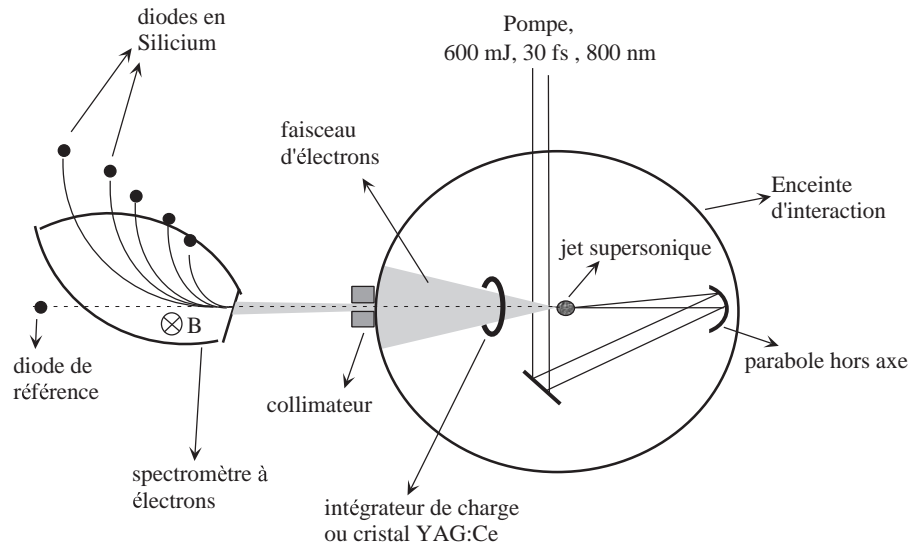


FIG. 3.1 – Schéma de l'expérience d'accélération d'électrons.

3.1 Diagnostics

Le schéma expérimental de la figure 3.1 est très semblable à celui du chapitre précédent, mais nous nous intéressons cette fois-ci à l'étude de la source d'électrons. Les diagnostics portent en priorité sur la détection des électrons. Nous avons donc mesuré leur nombre avec l'intégrateur de charge, leur énergie (ainsi que leur nombre) avec le spectromètre à électrons, leur distribution spatiale (émittance du faisceau) avec un cristal de YAG dopé au Césium.

Les résultats obtenus dans ce chapitre s'inscrivent dans la continuité du chapitre précédent. Les buses de 2 et 4 mm de diamètre, décrites précédemment, ont été utilisées, permettant d'explorer une gamme de densité électronique de $n_e = 1.5 \times 10^{18}$ à $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Comme dans le chapitre précédent, en chirpant l'impulsion, on a pu également observer plusieurs régimes d'interaction avec des durées d'impulsion variant de $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ à $\tau_c = 6 \text{ ps}$, et des intensités de $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ à $\simeq 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

3.1.1 Spectromètre à électrons

Une photographie du spectromètre est présentée sur la figure 3.2. Le principe du spectromètre à électrons est simple à comprendre : un courant est appliqué dans les bobines des électro-aimants, donnant naissance à un fort champ magnétique. Les électrons qui pénètrent dans l'entrefer, alors soumis

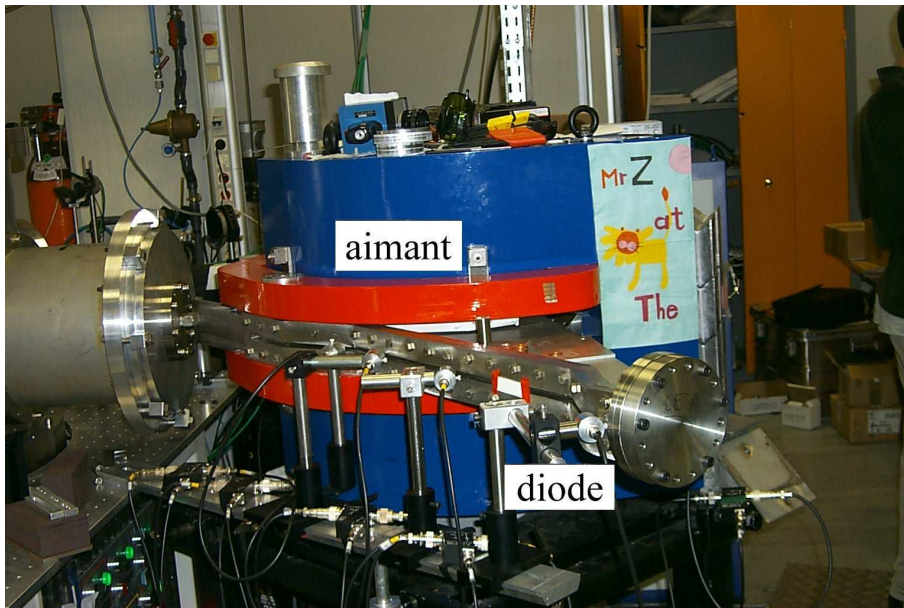


FIG. 3.2 – Photographie du spectromètre à électron. La source d'électrons est située à gauche de l'image. Une enceinte à vide a été introduite dans l'entrefer du spectromètre de façon à ce que les électrons de basses énergies ne subissent pas de collisions dans l'air ou à la sortie de l'enceinte d'interaction.

à une force $-e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, ont des trajectoires circulaires de rayon :

$$(3.1) \quad R[\text{m}] = \frac{(W[\text{MeV}](W[\text{MeV}] + 1))^{1/2}}{300B[\text{tesla}]}$$

où $W = (\gamma - 1)m_e c^2$ est l'énergie cinétique de la particule. En sortie de spectromètre, les électrons sont alors dispersés spatialement, et on place des diodes de Silicium à différentes positions. Connaissant la position de la diode et la valeur du champ magnétique, on peut remonter à l'énergie des électrons que l'on mesure sur une diode donnée. Les électrons déposent une partie de leur énergie dans le Silicium, créent des paires électrons trous, qui donnent naissance à un photo-courant que l'on peut alors mesurer. En collectant les signaux obtenus sur les différentes diodes, on peut obtenir un spectre.

Un collimateur en acier de 10 cm d'épaisseur, doté d'une ouverture de 1 cm de diamètre, est placé sur le trajet du faisceau d'électrons et sélectionne une ouverture de $f_{\#} = 1/100$. La divergence du faisceau d'électrons entrant dans le spectromètre n'est donc que d'environ 1° . Cette faible divergence ne constitue pas un problème pour la mesure précise du spectre des électrons car le spectromètre est imageur : tous les électrons d'une énergie donnée vont se focaliser dans le plan image, même s'ils entrent dans le spectromètre

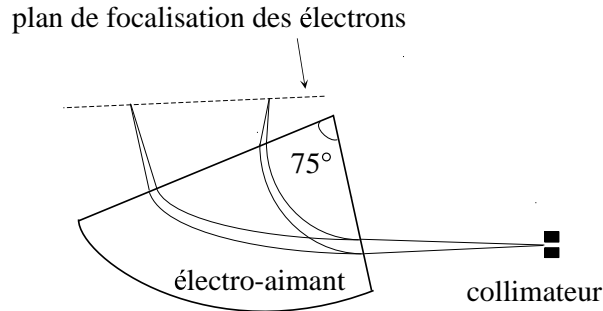


FIG. 3.3 – Schéma représentant la trajectoire d'électrons pour deux énergies différentes.

à différents angles . Ceci est illustré sur la figure 3.3. Dans ces conditions, la résolution du spectromètre est limitée par la taille des diodes (5 mm de diamètre). Selon la valeur du champ magnétique, la résolution varie de 0.5 à 1 MeV. De plus, le champ magnétique étant réglable, on est capable de mesurer des électrons avec des énergies allant de 0 à 200 MeV.

Un des problèmes fondamentaux dans la mesure des électrons est le signal de bruit provoqué par d'autres particules. L'interaction laser-plasma peut générer des rayons X , les électrons qui sont arrêtés dans l'enceinte d'interaction ou dans les parois du spectromètre lui-même produisent également des X ou des γ , voire des électrons secondaires. Toutes ces particules (sans parler des parasites électroniques) peuvent conduire également à un courant dans les diodes. Le spectromètre dont nous disposons possède un champ magnétique réglable ; cela nous permet de réaliser des tests précis et de trancher quant à la détection d'électrons. Un bon test consiste par exemple à mesurer le spectre pour différentes valeurs du champ magnétique, on constate vite si les valeurs sont cohérentes ou pas. On peut également vérifier que lorsqu'on supprime le champ magnétique, les signaux des diodes diminuent fortement alors que le signal de la diode située dans l'axe laser (diode de référence) augmente.

Sur la figure 3.4, on voit un signal typique obtenu sur un oscilloscope. La charge produite dans la diode peut s'écrire :

$$(3.2) \quad q = \frac{1}{R} \int V(t) dt \simeq \frac{V_{max} \tau}{2R}$$

où R est la résistance du té de polarisation de la diode, V_{max} , la tension maximale du signal de diode et $\tau \simeq 20$ ns, le temps de décroissance du signal. Sachant que 3.66 eV sont nécessaires à la création d'une paire électron-trou dans le Silicium , un électron qui dépose une énergie de $W_{dep}[\text{eV}]$ dans le

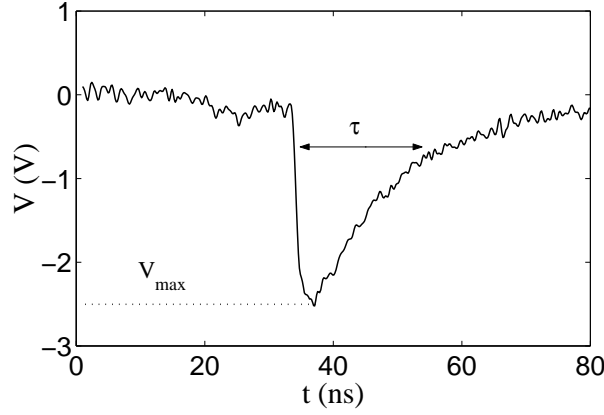


FIG. 3.4 – *Signal typique que l’on obtient sur les diodes en Silicium du spectromètre à électrons.*

matériau crée donc $W_{dep}/3.66$ photo-électrons. Finalement si N est le nombre d’électrons d’une énergie donnée qui déposent leur énergie dans la diode, alors la charge peut s’exprimer par :

$$(3.3) \quad q = NeW_{dep}[\text{eV}]/3.66$$

cela mène finalement au nombre d’électrons mesurés :

$$(3.4) \quad N = 5 \times 10^6 V_{max}[\text{V}]/W_{dep}[\text{keV}]$$

Finalement, on construira les spectres d’électrons en unité de “nombre d’électrons par MeV et par stéradians”, soit $N/(\Delta E \Delta \Omega)$, avec $\Delta \Omega = 8 \times 10^{-5}$ rad.

Il reste à connaître quelle est l’énergie que dépose un électron dans un matériau donné. Le problème du transport de particules dans la matière n’étant pas l’objectif principal de cette thèse, on pourra se référer au [Collectif du CERN \[2000\]](#) pour plus de détails. Le paramètre clé pour le dépôt d’énergie est le pouvoir d’arrêt : PA en $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$. Les données sur les pouvoirs d’arrêt peuvent être obtenus sur le site du NIST : <http://physics.nist.gov>. Les pouvoirs d’arrêt dans le Silicium et dans le Cuivre sont représentés en fonction de l’énergie des électrons sur la figure 3.5. L’énergie déposée est alors :

$$(3.5) \quad W_{dep} = l[\text{cm}]\rho[\text{cm}^{-3}]PA[\text{MeV.cm}^2/\text{g}]$$

où l est l’épaisseur de la cible et ρ est sa densité.

Pour finir, ajoutons que des filtres de Cuivre de 1 mm d’épaisseur étaient placés devant les diodes, de façon à éliminer le bruit dû aux particules de

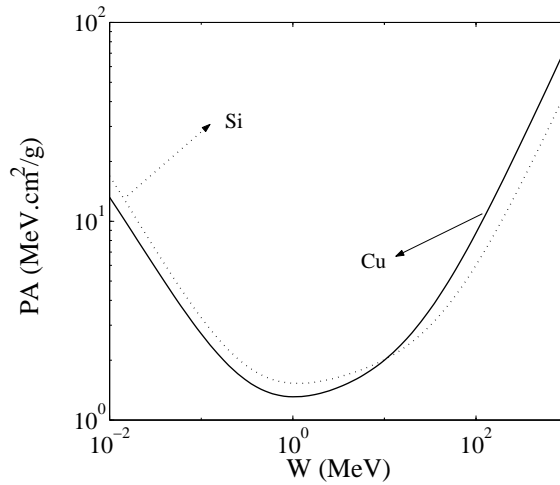


FIG. 3.5 – *Pouvoir d'arrêt dans le Silicium et le Cuivre en fonction de l'énergie des électrons.*

faibles énergies. L'énergie d'un électron incident sur la diode de Silicium était donc $W - W_{dep}^{Cu}$, soit son énergie initiale moins l'énergie déposée dans le filtre en Cuivre. Les expériences du LOA étaient peu bruitées et nous avons estimé après de nombreux tirs que le signal de bruit s'élevait à $V_{max} \simeq 10$ mV, correspondant environ à une centaine d'électrons pour les gammes d'énergies considérées (~ 10 MeV). Cela signifie que le seuil de détection se situe environ à 100 électrons.

3.1.2 Intégrateur de charge

L'intégrateur de charge est une simple bobine. Lorsque le faisceau d'électrons passe à travers la bobine, il provoque un courant induit. Le courant est ensuite transformé en tension par l'électronique fournie par le constructeur. Il suffit alors de mesurer une tension sur un oscilloscope. Ce signal a été au préalable calibré par le constructeur et permet de remonter au nombre total d'électrons. Notons que l'intégrateur de charge ne détecte que les particules chargées (électrons et ions) et est insensible aux photons. Alors que le spectromètre à électrons ne permet que l'analyse d'une petite partie du faisceau, on peut avec ce diagnostic remonter au nombre total d'électrons du faisceau. Pour cela, il suffit de placer la bobine suffisamment proche de la zone d'interaction.

Pendant l'expérience, nous avons mesuré un signal de bruit de quelques millivolts, correspondant au seuil de détection de 10^8 électrons. L'intégrateur

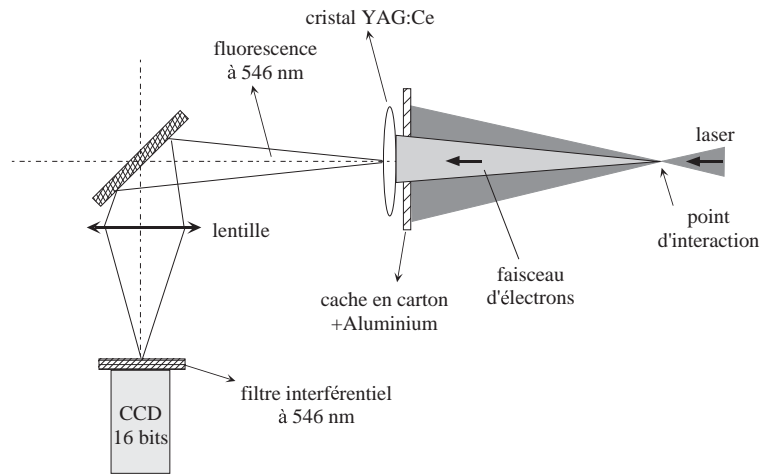


FIG. 3.6 – Schéma du diagnostic de profil du faisceau d'électrons.

de charge n'est donc pas un instrument possédant une très grande dynamique : il est impossible de mesurer moins de 10^8 électrons.

3.1.3 Diagnostic de profil du faisceau d'électrons

Pour mesurer le profil du faisceau, nous avons utilisé deux instruments : une feuille de LANEX et un cristal de YAG dopé au Césium. Le principe de la mesure est identique dans les deux cas : les électrons déposent une partie de leur énergie dans le matériau qui se met alors à émettre un rayonnement de fluorescence. Nous avons obtenu les meilleures images avec le cristal de YAG car la résolution spatiale est meilleure dans un cristal que dans une feuille à gros grains (c'est le cas du LANEX).

Le diagnostic est présenté en détail sur la figure 3.6. On a placé un carton et une feuille d'aluminium pour couper le laser ainsi que les radiations de faibles énergies. Le cristal, situé à 10 cm du point d'interaction, est imagé sur une caméra CCD 16 bits, ce qui permet de visualiser le dépôt d'énergie des électrons dans le matériau. Il est ainsi possible de remonter au profil du faisceau d'électrons. Le cristal est fluorescent à 546 nm et un filtre interférentiel à la même longueur d'onde est placé devant la caméra 16 bits. Notons que la caméra n'est pas placée dans l'axe du faisceau d'électrons, ceci afin d'éviter le dépôt de l'énergie des électrons dans la surface sensible de la caméra elle-même.

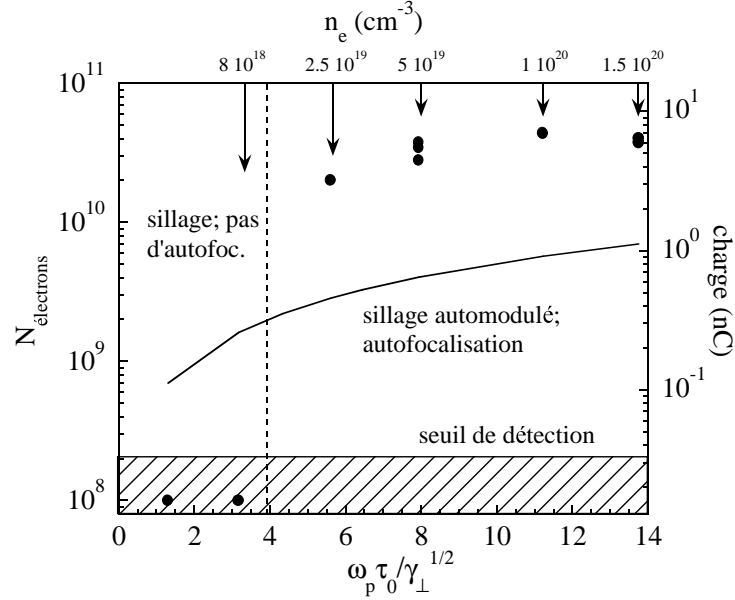


FIG. 3.7 – Evolution du nombre d'électrons produits dans l'interaction lorsque l'on varie la densité électronique. Les points sont tracés en fonction du paramètre clé $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2}$. Tous les points ont été obtenus avec une impulsion courte $\tau_0 = 35$ fs, $I = 1.8 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$. Le trait plein représente la limite théorique du nombre maximum d'électrons pour $\delta n/n = 1$.

3.2 Seuils d'obtention de la source

Nous nous intéressons tout d'abord aux conditions d'obtention de la source d'électrons : on veut savoir dans quel régime de paramètres on doit se placer pour obtenir des électrons. Nous avons donc mesuré, avec l'intégrateur de charge, le nombre d'électrons produits pour plusieurs conditions expérimentales.

3.2.1 Seuil en impulsion courte

La figure 3.7 montre l'évolution du nombre d'électrons produits dans l'interaction d'une impulsion courte de durée $\tau_0 = 35$ fs et d'intensité $I = 1.8 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$, avec un plasma dont on a varié la densité. On observe un seuil très net situé autour de $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2} = 4$. Rappelons que ce seuil correspond également au seuil en durée d'autofocalisation relativiste de l'impulsion laser. Nous avons donc la preuve expérimentale de la corrélation de plusieurs mécanismes : lorsque $\omega_p \tau_0 / \gamma_{\perp}^{1/2} < 4$, le laser ne s'autofocalise pas, l'instabilité

Raman n'a pas le temps de croître¹, et la production d'électrons relativistes n'a pas lieu. On met ainsi en évidence pour la première fois le passage du régime du "sillage automodulé" au régime du "sillage classique".

Comme on le voit sur la figure, on génère jusqu'à 4×10^{10} électrons relativistes, soit une charge d'environ 8 nC. La limite théorique sur le nombre des électrons est donnée par l'équation 1.113 :

$$N_{max} \simeq 5 \times 10^5 \frac{\delta n}{n} \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]} \pi (w_0 [\text{cm}])^2$$

Cette limite théorique est tracée sur la figure 3.7 en trait plein pour $\delta n/n = 1$. Comme on peut le constater, le nombre d'électrons détecté est considérablement supérieur à la limite théorique. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'on détecte ici tous les électrons qui sortent du plasma, et pas seulement ceux qui sont accélérés par l'onde plasma. Par exemple, des électrons de l'ordre du MeV, accélérés par la force pondéromotrice du laser sont également mesurés.

La figure 3.8 illustre cette fois l'effet du changement de l'intensité laser obtenu en diminuant l'énergie laser, avec un plasma de $n_e = 9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. On observe à nouveau un seuil très brusque autour de $I = 3 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Le nombre d'électrons est encore toujours autour de 4×10^{10} . Cette variation ne peut pas s'expliquer par le taux de croissance de l'instabilité Raman car dans un tel régime, l'instabilité sature en raison des effets relativistes. Par exemple, $\gamma_0 = 0.5\omega_p^2/\omega_0$ pour $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et $\gamma_0 = 0.6\omega_p^2/\omega_0$ pour $I = 2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Par contre, le bruit initial dû à la force pondéromotrice doit être bien plus important dans le cas à très haute intensité.

Notons que dans les deux cas présentés jusqu'à maintenant, la production d'électrons obéit à une logique "tout ou rien". Soit on obtient autour de 4×10^{10} électrons, soit on n'en obtient pas. Cela semble indiquer que le mécanisme dominant pour le piégeage est le déferlement : le piégeage se fait massivement ou ne se fait pas du tout. On peut donc expliquer ces seuils de la façon suivante :

- La force pondéromotrice du front avant de l'impulsion excite déjà une onde plasma de forte amplitude. L'instabilité Raman amplifie cette onde en quelques périodes plasma et cela conduit au déferlement de l'onde et au piégeage massif d'électrons.
- Si l'impulsion est trop courte, elle ne peut s'autofocaliser. De plus, le paramètre $\omega_p \tau_0$ étant trop faible, l'instabilité Raman ne peut agir

¹Pour deux raisons : l'instabilité ne croît pas en espace (z) car le laser n'est pas guidé et elle ne croît que peu en ψ (espace dans le référentiel de l'impulsion) car la durée d'impulsion est comparable à ω_p .

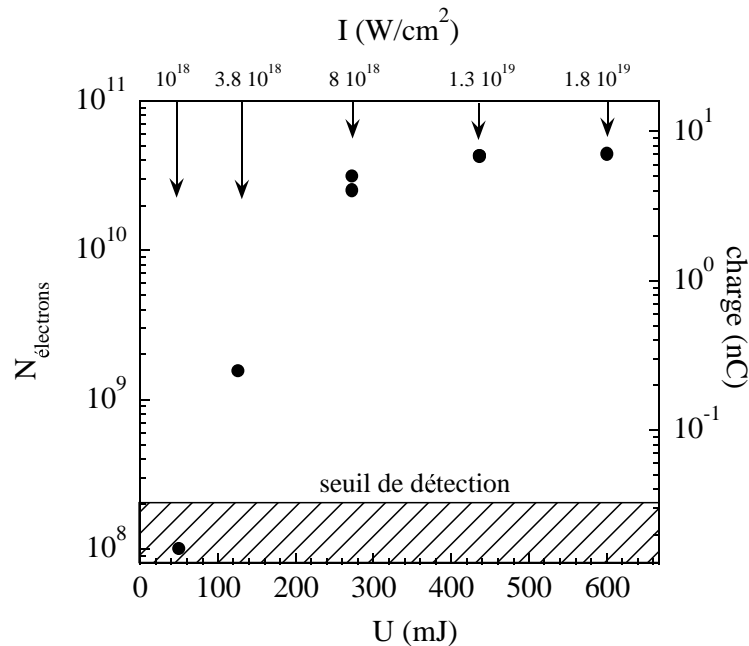


FIG. 3.8 – Nombre d'électrons obtenus à partir d'un plasma à $n_e = 9 \times 10^{19}$, lorsque l'on change l'intensité laser en changeant l'énergie de l'impulsion. L'impulsion est toujours de durée 35 fs.

suffisamment et l'onde plasma n'étant pas suffisamment amplifiée, elle ne déferle pas. C'est le cas de la figure 3.7.

- Si l'impulsion n'est pas suffisamment intense, le bruit initial n'est pas suffisamment important et l'amplification de l'onde plasma par le Raman avant ne suffit pas à provoquer le déferlement. C'est le cas de la figure 3.8.

Pour finir, nous présentons sur la figure 3.9, le nombre d'électrons mesurés lorsque l'on place une plaque d'Aluminium de 1 cm d'épaisseur. Seuls les électrons supérieurs à 3.7 MeV sont alors mesurés. On constate qu'il reste entre 10^9 et 10^{10} électrons relativistes. Ce nombre est beaucoup plus proche de la limite théorique, probablement parce que l'on a supprimé tous les électrons de plus basse énergie, provenant d'autres mécanismes d'accélération.

3.2.2 Seuil en impulsion longue

En impulsion longue, le comportement est bien différent. La figure 3.10 illustre l'évolution du nombre d'électrons lorsque l'intensité laser est modifiée en changeant la durée d'impulsion. Contrairement aux résultats en impulsion courte de la figure 3.8, on n'observe pas ici de seuil de production d'électrons.

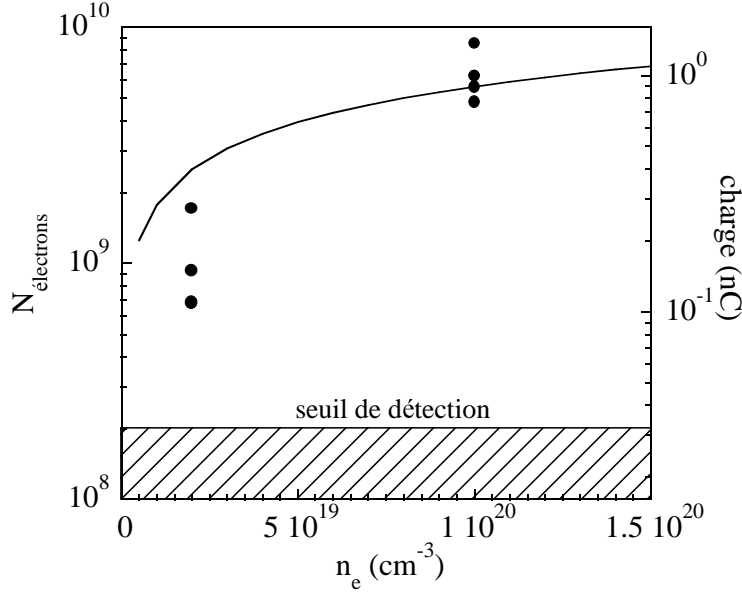


FIG. 3.9 – Nombre d'électrons d'énergies supérieures à 3.7 MeV pour deux densités différentes. L'impulsion laser est de durée $\tau_0 = 35$ fs et $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Le trait plein représente la limite théorique du nombre maximum d'électrons pour $\delta n/n = 1$.

Avec une impulsion de 1.2 ps, et d'intensité $I = 5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, on observe encore la génération de quelques 10^9 électrons. Ces résultats semblent indiquer que dans ce cas le mécanisme de piégeage n'est pas le déferlement. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les spectres Raman avant des impulsions longues présentent des satellites fins et bien définis, ce qui ne serait pas le cas si le déferlement avait lieu. De plus, en impulsion longue (> 300 fs), nous avons observé des satellites Raman arrière sur les spectres rétrodiffusés (voir chapitre 2, section 2.2). Toutes ces observations semblent indiquer que le Raman arrière pourrait dans le cas présent contribuer au piégeage, comme cela a été suggéré au chapitre 1.

L'interaction est donc ici dans un régime différent : le front montant ne génère qu'une faible perturbation de densité (de l'ordre de $\delta n/n \simeq 10^{-5}$), mais l'impulsion étant longue ($\omega_p \tau_c > 100$), les instabilités ont largement le temps d'amplifier l'onde Raman avant et de chauffer le plasma. Les électrons pré-accélérés par le Raman arrière pourraient alors être piégés dans l'onde plasma du Raman avant. Notons qu'en impulsion très courte, le chauffage par le Raman arrière n'a probablement pas le temps de se produire. A partir de la référence [Antonsen *et al.* 1993], on peut calculer le gain G de l'instabilité Raman arrière ; la croissance de l'instabilité est alors en $\exp(G)$. On trouve

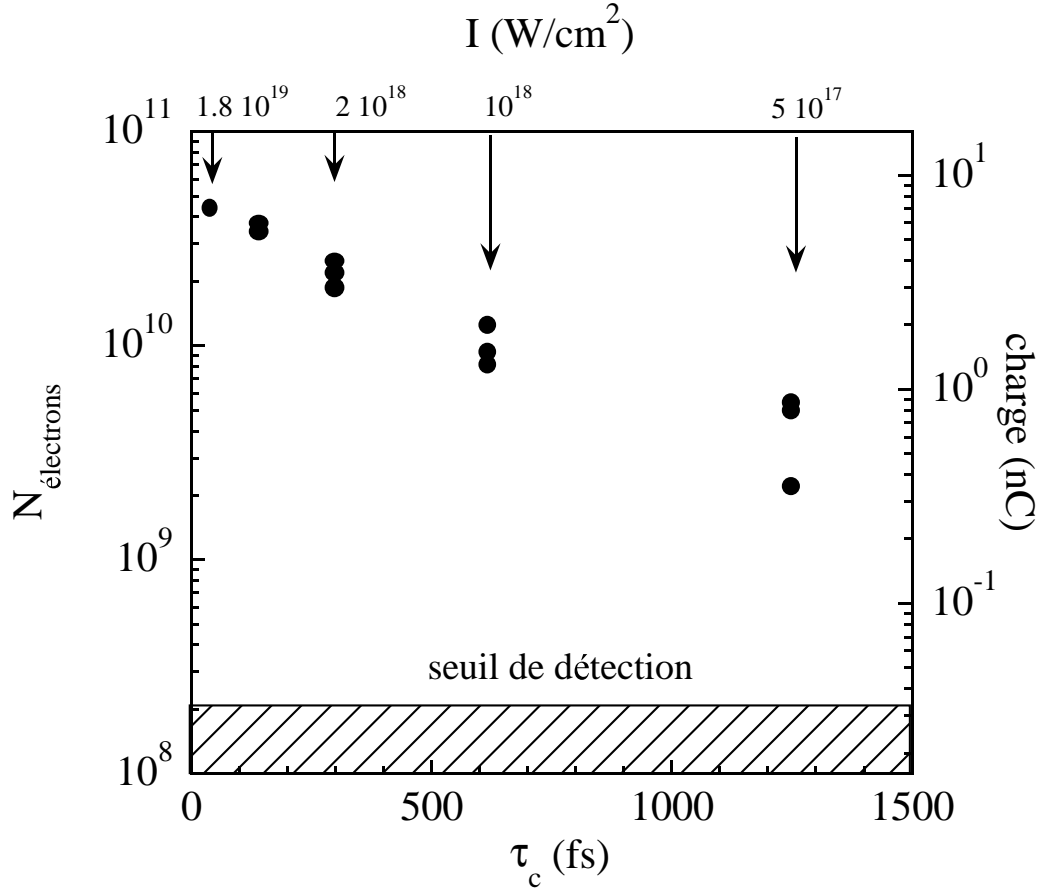


FIG. 3.10 – Nombre d'électrons obtenus à partir d'un plasma à $n_e = 9 \times 10^{19}$, lorsque l'on change l'intensité laser en changeant la durée d'impulsion.

que l'instabilité est dans le régime fortement couplé (ou Compton), et lorsque l'on ajoute les corrections relativistes, on obtient le gain suivant :

$$(3.6) \quad G = \frac{3^{3/2}}{8} \left(\frac{a_0^2 k_p^2 k_0}{2} \right)^{1/3} \frac{c\tau_0}{\gamma_{\perp}}$$

Cela donne $G = 10$ pour une impulsion courte de $\tau_0 = 30$ fs, $I = 2 \times 10^{19}$ W.cm⁻² et $G = 90$ pour $\tau_0 = 300$ fs et $I = 2 \times 10^{18}$ W.cm⁻². Cette estimation simple confirme bien que le chauffage par le Raman arrière est largement favorisé en impulsion "longue". Il semble de plus qu'en impulsion courte, les instabilités Raman à grands angles soient limitées à des angles dirigés relativement vers l'avant, et donc de vitesse de phase élevée².

²Ces affirmations proviennent de l'observation des ombroscopies obtenues dans le chapitre 2.

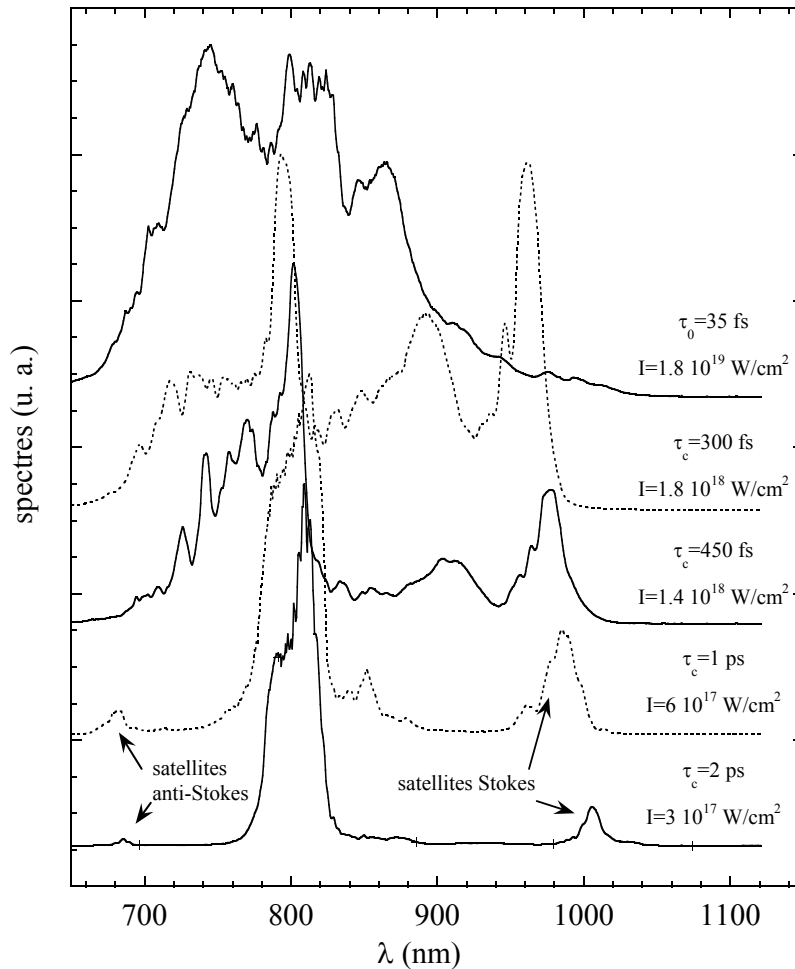


FIG. 3.11 – Spectres d'impulsions de différentes durées et pour lesquelles des électrons relativistes ont été détectés. Plus l'impulsion est courte, plus les satellites Raman s'élargissent. Densité du plasma : $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Ce scénario de pré-chauffage par le Raman arrière paraît encore plus plausible lorsque l'on considère les résultats de la figure 3.11. On y a représenté les spectres d'une impulsion à durée variable, ayant interagité avec une plasma de densité $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Pour tous les cas représentés, des électrons énergétiques ont été détectés. On observe que les satellites en impulsion longue sont relativement fins, ce qui prouve bien que le déferlement n'est pas nécessaire au piégeage. Lorsque l'impulsion devient plus courte, les satellites s'élargissent. On ne peut cependant conclure que cet élargissement est dû au déferlement car en impulsion courte ($\tau_0 < 100 \text{ fs}$), les spectres sont

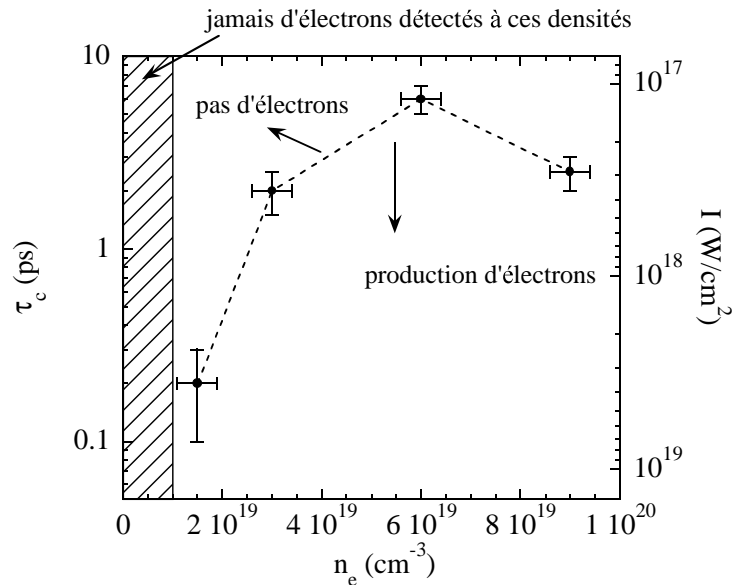


FIG. 3.12 – *Durée d'impulsion maximale pour laquelle des électrons relativistes ont été détectés, en fonction de la densité électronique du plasma. L'énergie laser est toujours de 600 mJ.*

systématiquement élargis, qu'il y ait production d'un faisceau d'électrons ou non.

Enfin, sur la figure 3.12, on trace la durée d'impulsion maximale pour laquelle on a détecté des électrons relativistes et cela pour plusieurs densités. Cette courbe utilise les résultats obtenus avec le spectromètre à électrons qui possède une plus grande dynamique que l'intégrateur de charge. Notons que pour des densités inférieures à 10^{19} cm^{-3} , nous n'avons jamais détecté d'électrons. Cela confirme bien qu'à basse densité, le piégeage est difficile dans les deux régimes (court et long) :

- A basse densité et en impulsion courte, l'instabilité Raman n'a pas lieu et la perturbation de densité initiale n'est pas assez importante pour provoquer le déferlement.
- A basse densité et en impulsion longue, les taux de croissance des instabilités diminuent. Le chauffage est donc moins important et le piégeage dans l'onde plasma relativiste est plus difficile car : d'une part sa vitesse de phase est plus grande, d'autre part parce que son amplitude est plus faible.

3.3 Spectre des électrons, lois d'échelle

Sachant que le but initial de notre étude est la génération d'une source d'électrons intense et énergétique, nous allons pour l'instant nous focaliser sur la production des électrons en impulsion courte. Dans cette section, nous voulons tenter d'établir des lois d'échelle simples pour quantifier les paramètres de notre source en fonction des paramètres expérimentaux.

La mesure des spectres a été réalisée avec beaucoup de soins. Les tests suivants ont été faits :

- Sans champ magnétique dans le spectromètre, le signal sur la diode de référence atteint 1 V et est quasiment nul sur les autres diodes. Avec champ magnétique, le signal sur la diode de référence tombe à 10 mV et des signaux importants apparaissent sur les autres diodes.
- Lorsque l'on change la valeur du champ magnétique afin que des électrons d'une énergie donnée viennent se focaliser sur une autre diode, le signal reste le même, et ceci indépendamment donc de la valeur du champ.
- Finalement, afin de s'assurer de la valeur de l'énergie des électrons, nous avons placé des pièces de Cuivre de pouvoir d'arrêt connu, devant les diodes. Les électrons suffisamment énergétiques traversaient bien les pièces de Cuivre et laissaient un signal atténué sur les diodes.

3.3.1 Spectre Maxwellien

Nous présentons sur la figure 3.13 les spectres d'électrons obtenus pour deux densités différentes. Pour chaque densité nous avons réalisé une statistique sur 4 ou 5 tirs. On observe que la distribution des électrons peut être assimilée à une distribution de Maxwell. On a d'ailleurs représenté sur la figure les fonctions $\exp(-E/T_{eff})$, ajustées aux mesures expérimentales. T_{eff} représente alors la température effective du faisceau d'électrons. Nous définissons l'énergie maximale W_{max} de la distribution comme l'intersection entre la fonction maxwellienne et la limite de détection. Ainsi, pour les deux spectres représentés, nous avons une température du faisceau de 8.1 MeV (2.6 MeV) pour $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($n_e = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), et des énergies maximales de 54 MeV (15 MeV).

Tous les spectres mesurés dans cette expérience présentent la même forme de distribution et ce, quel que soit le régime considéré. Cette forme maxwellienne du spectre peut s'expliquer simplement par des considérations sur le piégeage :

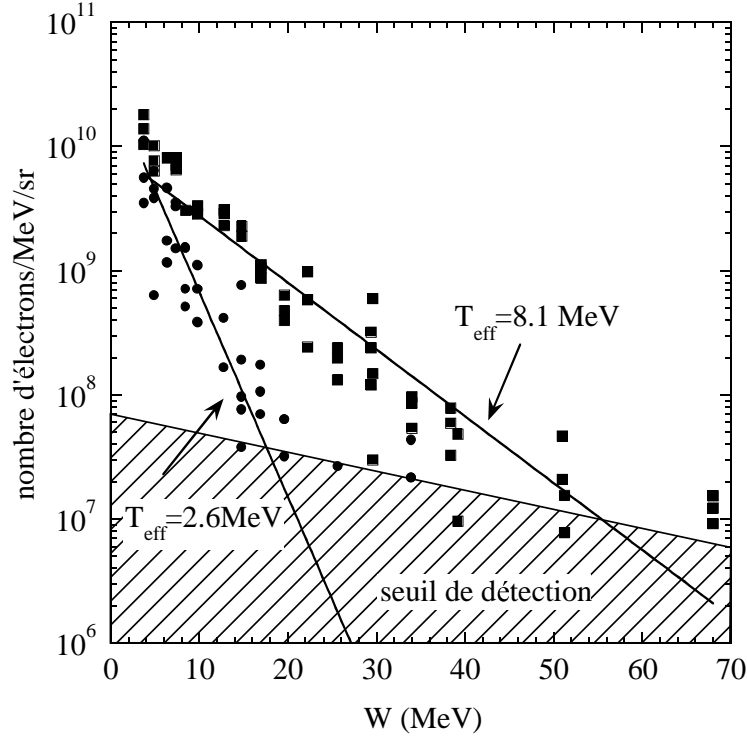


FIG. 3.13 – Spectres d'électrons mesurés avec une densité électronique de $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (cercles) et $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (carrés). Les lignes sont des fonctions exponentielles de la forme $\exp(-E/T_{\text{eff}})$.

- Les électrons sont piégés aléatoirement selon la dimension transverse de la tache focale. Un électron piégé sur l'axe et un autre piégé à $r = w_0$ ne sont pas soumis aux mêmes champs et leur énergie finale diffère.
- Les électrons sont piégés aléatoirement dans l'espace des phases ($z - v_p t$) de la séparatrice. L'énergie finale peut donc être aléatoirement distribuée entre $\gamma_{\min} m_e c^2$ et $\gamma_{\max} m_e c^2$ (voir le chapitre 1).
- Finalement, les électrons peuvent être piégés tout le long du plasma. Un électron piégé au début du plasma peut effectuer plusieurs orbites dans la séparatrice, alors qu'un électron piégé en fin de plasma ne décrira qu'une portion d'orbite.

Tous ces arguments montrent que les électrons étant piégés aléatoirement, ils acquièrent des énergies finales distribuées de façon aléatoire. [Chen *et al.* \[1999\]](#) ont réalisé des simulations dans lesquelles des électrons tests sont injectés dans des champs représentant l'onde plasma relativiste. Ces calculs permettent de simuler le piégeage des électrons et les résultats obtenus montrent que la distribution ressemble à une maxwellienne avec un plateau aux hautes

énergies. Des simulations similaires ont été effectuées dans le cadre de l'accélération bétatronique [Tsakiris *et al.* 2000]. Le principe est le même, mais les champs dans lesquels les électrons sont injectés sont différents : il s'agit du champ laser transverse et des champs statiques du canal. Le résultat obtenu est qualitativement identique : le spectre des électrons est alors proche d'une maxwellienne.

Notons que le spectre obtenu ici est bien différent de ceux des accélérateurs de particules conventionnels dont le but est de produire une source aussi monocinétique que possible. Ce spectre aura également des conséquences sur la forme de l'impulsion d'électrons : même si elle courte à l'origine, elle va rapidement s'étaler car les électrons voyagent à des vitesses différentes.

3.3.2 Energie maximale

Dans cette partie, nous allons examiner la façon dont varie l'énergie maximale W_{max} des électrons et nous comparerons nos résultats expérimentaux aux modèles simples établis dans le chapitre 1.

Variation avec la densité

La variation de W_{max} en fonction de la densité est représentée par les cercles sur la figure 3.14. Ces points ont été obtenus avec l'impulsion complètement comprimée à 35 fs et avec l'intensité maximale de $1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

On constate tout d'abord que W_{max} augmente lorsque la densité diminue, en accord avec le mécanisme d'accélération dans une onde plasma. On a d'ailleurs tracé la loi d'échelle simple (trait plein) $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \delta$, qui suppose une accélération 1D due aux champs toujours focalisants du canal. Cette loi d'échelle semble sous-estimer l'accélération et on a donc tracé également la loi d'échelle corrigée des effets relativistes et pondéromoteurs (trait pointillé) : $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \delta F_{NL}$, où $F_{NL} = [\gamma_{\perp}/(1 + \delta_r)]^{3/2}$. Finalement, on a également tracé, en trait discontinu, la loi d'échelle corrigée des seuls effets relativistes ($F_{NL} = \gamma_{\perp}^{3/2}$). Afin de tracer toutes ces courbes, il faut supposer une valeur pour l'amplitude de l'onde plasma δ . En réalité, l'amplitude de l'onde plasma évolue le long de la propagation du laser, et c'est plutôt, l'amplitude de l'onde moyennée sur une longueur de déphasage qui nous intéresse : $W_{max} \simeq 4m_e c^2 \gamma_p^2 \langle \delta \rangle$. Nous n'avons pas déterminé ce paramètre dans notre expérience, mais d'autres expériences [Le Blanc *et al.* 1996, Ting *et al.* 1996b] font état d'amplitudes moyennes de $\langle \delta \rangle = 20 - 30\%$, dans le régime

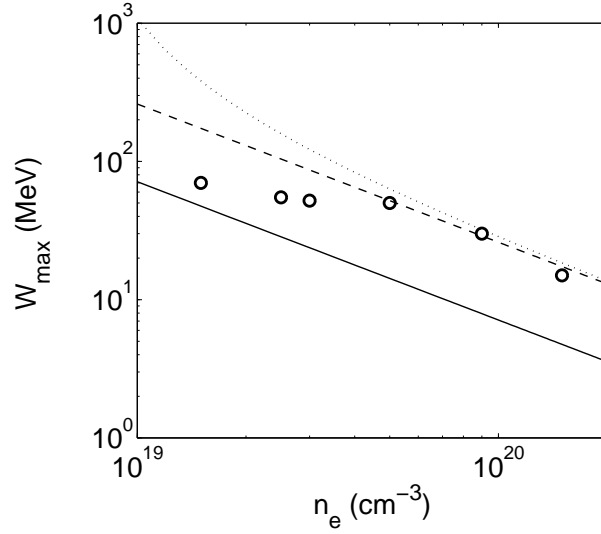


FIG. 3.14 – Variation de l'énergie maximale des électrons en fonction de la densité du plasma. Ces points ont été obtenus avec une impulsion courte de 35 fs, d'intensité $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Cercles : points expérimentaux ; trait plein : loi d'échelle simple $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \delta$; trait pointillé : loi d'échelle avec correction pondéromotrice et relativiste ; trait discontinu : loi d'échelle avec correction relativiste seulement. On a supposé $\langle \delta \rangle = 20\%$.

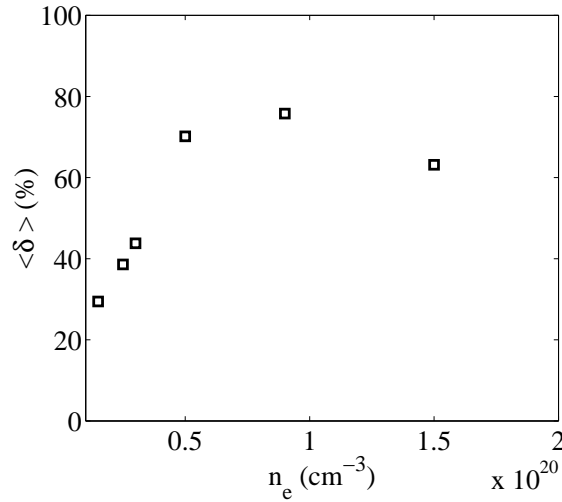


FIG. 3.15 – Amplitude moyenne de l'onde plasma $\langle \delta \rangle$ en fonction de la densité électronique. Ces points ont été obtenus en ajustant $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \langle \delta \rangle$ sur les points expérimentaux de la figure 3.14.

où l'onde plasma déferle³. Nous prendrons donc $\langle \delta \rangle = 20\%$ pour tracer nos

³Notons tout de même que dans ces références, l'impulsion était de 300 fs de durée ; le

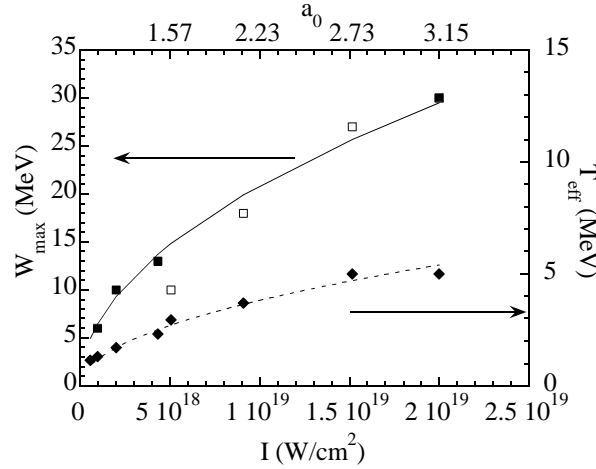


FIG. 3.16 – Variation de l'énergie maximale (échelle de gauche, carrés) des électrons et de la température effective (échelle de droite, losanges) en fonction de l'intensité laser. Ces points ont été obtenus dans un plasma de densité $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Carrés blanc : points obtenus en diminuant l'énergie laser ; carrés noirs : points obtenus en augmentant la durée d'impulsion ; ligne continue : loi d'échelle $W_{max} = 6.6I_{18}^{1/2}$; ligne pointillée : loi d'échelle $T_{eff} = 1.2I_{18}^{1/2}$.

lois d'échelle.

Les points expérimentaux sont situés entre les différentes lois d'échelle tracées. Le comportement général suit donc bien le mécanisme d'accélération dans une onde plasma : lorsque la densité diminue, la longueur d'onde plasma augmente ainsi que la vitesse de phase de l'onde plasma. A basse densité, la longueur de déphasage $L_{deph} = \gamma_p^2 \lambda_p$ est plus longue et les électrons peuvent donc acquérir une énergie plus importante.

Une autre approche consiste à ajuster le paramètre inconnu $\langle \delta \rangle$, afin d'obtenir un accord exact entre les points expérimentaux et la loi d'échelle $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \langle \delta \rangle$. La figure 3.15 illustre le résultat que l'on obtient alors. Le comportement obtenu n'est pas aberrant : l'onde plasma est plus intense aux fortes densités, ce qui est en accord avec des taux de croissance plus élevés à densités élevées. En revanche, on pourrait croire que le plasma étant plus efficacement chauffé à haute densité, l'onde plasma devrait déferler pour de plus faibles amplitudes.

régime d'interaction pouvait donc être différent.

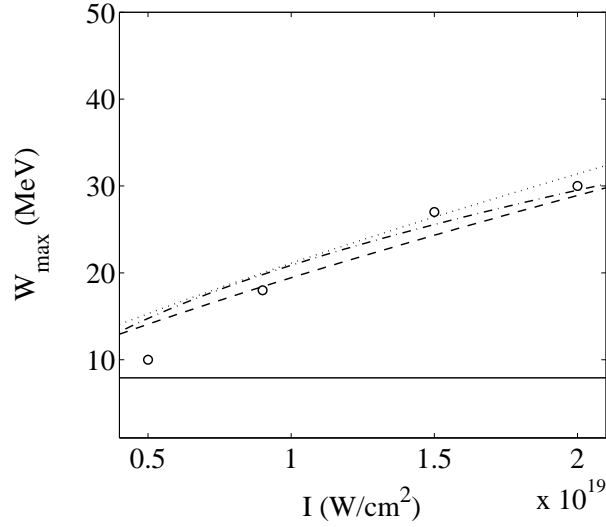


FIG. 3.17 – Comparaison entre les points expérimentaux de la figure 3.16 obtenus en impulsion courte et diverses lois d'échelle. Trait plein : $W_{max} = 4m_e c^2 \gamma_p^2 \langle \delta \rangle$ avec $\langle \delta \rangle = 20\%$; trait discontinu : même chose avec corrections relativistes; trait pointillé : même chose avec corrections relativistes et pondéromotrices; point-tiret : $W_{max} = 6.6I_{18}^{1/2}$.

Variation avec l'intensité

Nous nous sommes ensuite placés à une densité de $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, et nous avons fait varier l'intensité laser. L'évolution de l'énergie maximale des électrons et de la température effective est représentée sur la figure 3.16. On constate que W_{max} et T_{eff} croissent avec l'intensité laser selon $I^{1/2}$. En particulier, la température croît selon la loi $T_{eff} = 1.2I_{18}^{1/2}$, conformément aux résultats de simulations PIC obtenus par Pukhov *et al.* [1999] dans un plasma avec un profil de densité exponentiel.

Nous avons également comparé les résultats obtenus en impulsions courtes avec les lois d'échelle données par le mécanisme d'accélération dans une onde plasma. Les résultats, exposés sur la figure 3.17, montrent un accord convenable avec les lois d'échelle prenant en compte les corrections relativistes (trait discontinu) et relativistes et pondéromotrices (trait pointillé). Ici encore, les lois d'échelle étaient tracées en supposant $\langle \delta \rangle = 20\%$. Le comportement observé peut s'expliquer comme suit : à haute intensité, l'accroissement relativiste de la masse des électrons provoque l'abaissement de la densité électronique ($n_e \rightarrow n_e/\gamma_{\perp}^{1/4}$). La longueur de déphasage correspondante est alors plus importante et les électrons peuvent être accélérés sur de plus longues distances. Les effets pondéromoteurs provoquent une diminution de

la densité et agissent dans le même sens.

Sur la figure 3.18, on a représenté les spectres d'impulsions de 35 fs interagissant avec un plasma de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à différentes intensités. Les cercles noirs représentent la position des satellites que l'on attend lorsque l'on prend en compte les corrections relativistes et pondéromotrices. La fréquence des satellites est :

$$(3.7) \quad \omega_{\pm} = \omega_0 \pm \omega_p \left(\frac{1 + \delta_r}{\gamma_{\perp}} \right)^{1/2}$$

Les spectres présentés sur la figure 3.18, ont toujours des satellites très larges, mais il semble que leur position suit la tendance donnée par les effets relativistes. Cela pourrait confirmer que ce sont bien les effets relativistes et pondéromoteurs qui permettent aux électrons de gagner plus d'énergie à haute intensité laser.

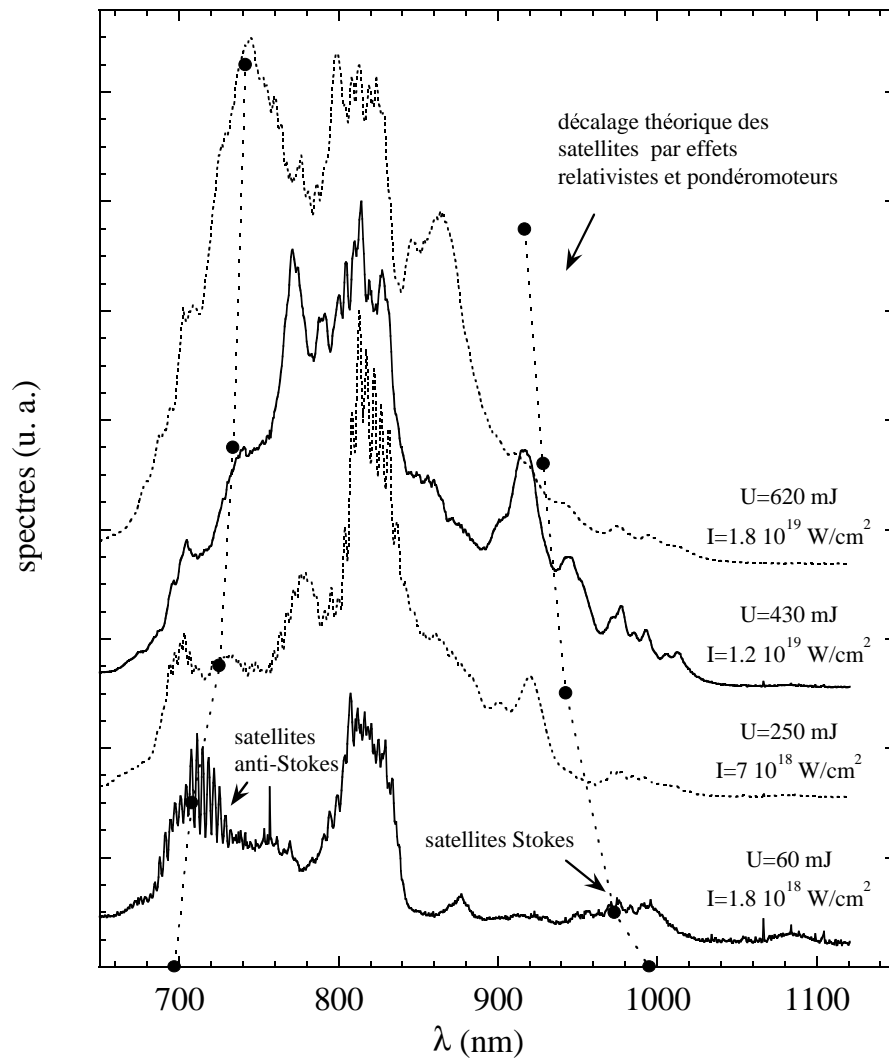


FIG. 3.18 – Spectres d'impulsions de 35 fs et pour différentes valeurs de l'intensité. Densité du plasma : $n_e = 5 \times 10^{19}$ cm⁻³. Cercles noirs : décalage théorique des satellites dû aux effets relativistes et pondéromoteurs.

3.4 Simulation sur les mécanismes d'accélération

Même si les résultats expérimentaux permettent de dégager des comportements et des lois d'échelle simples en accord avec l'accélération par les ondes plasmas, on ne peut ignorer que la réalité est probablement beaucoup plus compliquée. Comme nous l'avons détaillé au chapitre 1, il existe une multitude d'effets qui peuvent s'ajouter et cela rend l'analyse des expériences très complexe. Cependant, une expérience récente [Gahn *et al.* 1999] a été réalisée dans des conditions similaires aux nôtres⁴, et les auteurs concluent que le mécanisme d'accélération dominant est l'accélération bétatronique par l'impulsion laser. L'expérience ne leur permet pas d'atteindre directement cette conclusion mais les auteurs se basent sur des résultats de simulations PIC⁵ 3D. Les auteurs séparent la contribution du travail électromagnétique et du travail électrostatique en évaluant les intégrales :

$$(3.8) \quad \Gamma'_{r,z} = - \int_0^t \frac{e\mathbf{E}_{r,z} \cdot \mathbf{p}}{m_e c^2} dt$$

où $\mathbf{E}_{r,z}$ sont les champs transverses et longitudinaux et par conséquent $\Gamma'_{r,z}$ est une estimation de l'accélération par les champs $\mathbf{E}_{r,z}$. La simulation de la référence Gahn *et al.* [1999], effectuée pour une densité de $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ montre que c'est le terme Γ'_r qui domine largement. Les auteurs assimilent ce terme transverse à l'effet du laser et en concluent que c'est l'accélération bétatronique par le laser qui est le mécanisme dominant.

Dans cette partie, nous avons réalisé des simulations [Solodov 2000] pour comprendre quelle était la part respective des différents mécanismes d'accélération. Nous pensons que les conclusions de la référence [Gahn *et al.* 1999] sont inexactes, ou plutôt qu'elles ne peuvent être généralisées à toutes les expériences d'accélération, et ceci pour plusieurs raisons. Tout d'abord, nous avons utilisé un paramètre un peu différent pour quantifier la part des différents mécanismes :

$$(3.9) \quad \Gamma_{p,l} = - \int_0^t \frac{e\mathbf{E}_{p,l} \cdot \mathbf{v}}{m_e c^2} dt$$

où \mathbf{p} est remplacé par \mathbf{v} . $\Gamma_{p,l}$ a ainsi une signification physique claire : c'est le travail effectué sur un électron par les champs électrostatiques du

⁴L'expérience était similaire mais certains paramètres diffèrent : durée d'impulsion de 200 fs au lieu de 35 fs, intensité maximale de $4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ au lieu de $1.8 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, profil de densité parabolique et non uniforme, ouverture du spectromètre à électrons plus importante.

⁵Particle in Cell.

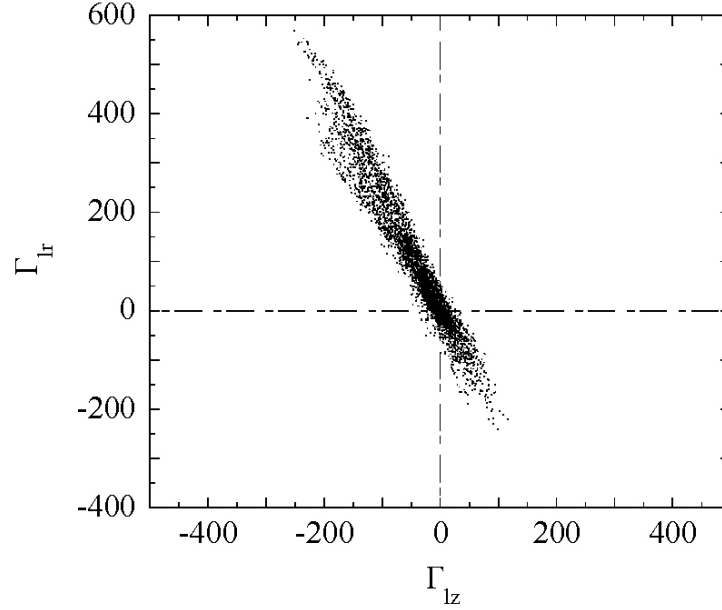


FIG. 3.19 – *Simulation de l'accélération des électrons avec WAKE. Paramètres $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, laser : $\tau_0 = 35 \text{ fs}$, $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, $w_0 = 6 \mu\text{m}$. Chaque point représente un électron test accéléré dans le plan $(\Gamma_{lz}, \Gamma_{lr})$. Les électrons accélérés par le champ laser transverse sont aussi décélérés par le champ laser longitudinal.*

plasma d'une part (\mathbf{E}_p), et les champs électromagnétiques (\mathbf{E}_l). Cependant chaque champ possède une partie transverse et une partie longitudinale : $\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_{pr} + \mathbf{E}_{pz}$ et $\mathbf{E}_l = \mathbf{E}_{lr} + \mathbf{E}_{lz}$. On ne peut donc pas assimiler le travail effectué par les champs transverses comme étant du travail purement dû au laser. De même, le laser a également une composante longitudinale qui peut décélérer les électrons. Finalement, le travail électromagnétique ne peut pas être assimilé seulement au mécanisme d'accélération bétatronique : les instabilités paramétriques génèrent également des champs électromagnétiques puissants qui viennent s'ajouter au laser initial.

Pour tenter d'évaluer les effets de chaque champ, nous définissons donc la grandeur générale :

$$(3.10) \quad \Gamma_i = - \int_0^t \frac{e\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{v}}{m_e c^2} dt$$

avec $i = p, l, pr, pz, lr, lz$.

Outre ces considérations théoriques qui mettent à mal l'interprétation d'accélération bétatronique avancée par les auteurs, on peut également adres-

ser de nombreuses critiques quant au travail expérimental effectué dans la référence de [Gahn *et al.* \[1999\]](#) :

- Il n'existe pas de contrôle précis de la densité pendant l'expérience. Or la densité est un paramètre crucial. De plus, le profil de densité parabolique du jet peut influencer énormément le résultat de l'expérience selon que le laser est focalisé au bord ou à l'intérieur du jet.
- Les auteurs prétendent que l'impulsion est autofocalisée sur $350 \mu\text{m}$ quand bien même la longueur de Rayleigh de leur laser n'est que de $220 \mu\text{m}$. Il semble donc que la conclusion soit un peu brutale.
- Une preuve expérimentale de l'accélération bétatronique pourrait être obtenue en prouvant que le faisceau d'électrons est asymétrique [[Tsakiris *et al.* 2000](#)]. Or c'est le contraire qui est observé.
- Finalement, les conclusions sont basées sur la comparaison avec une simulation PIC pour une seule densité de $2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, cela sans que la densité dans l'expérience soit diagnostiquée systématiquement.

3.4.1 Simulations avec WAKE

Les premières simulations ont été réalisées avec WAKE [[Mora & Antonsen 1997](#)]. Ce code nous permet de séparer facilement toutes les composantes des champs et d'évaluer ainsi leur travail. Les simulations ont été réalisées dans la version axisymétrique du code avec $n_e = 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, et les paramètres laser correspondants à notre expérience. Les approximations du code nous limitent à des cas à faibles P/P_c et elles ne permettent pas de simuler le piégeage de particules relativistes. Le code permet de simuler l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation et la génération des champs dans le plasma. Des électrons tests (3×10^4) étaient alors injectés aléatoirement dans le volume occupé par l'impulsion (et derrière l'impulsion également), après une propagation d'une longueur de Rayleigh. Le premier résultat, illustré sur la figure 3.19, montre bien que l'analyse de [Gahn *et al.* \[1999\]](#) n'est pas exacte : on a comparé les travaux transverses et longitudinaux des champs laser après une propagation sur $7.5z_R$. Les résultats montrent que le champ laser transverse accélère bien les électrons mais que systématiquement, le champ longitudinal les ralentit.

La figure 3.20 présente une comparaison entre le diagnostic champs longitudinal/transverse (figure du haut) et le "bon" diagnostic (figure du bas) champs plasma/laser . Ces figures indiquent que dans le régime de paramètre étudié, l'accélération est principalement due aux ondes plasma, bien que la part due aux champs électromagnétiques soit non négligeable. La comparaison de la figure du haut avec celle du bas nous indique aussi qu'assimiler Γ_r

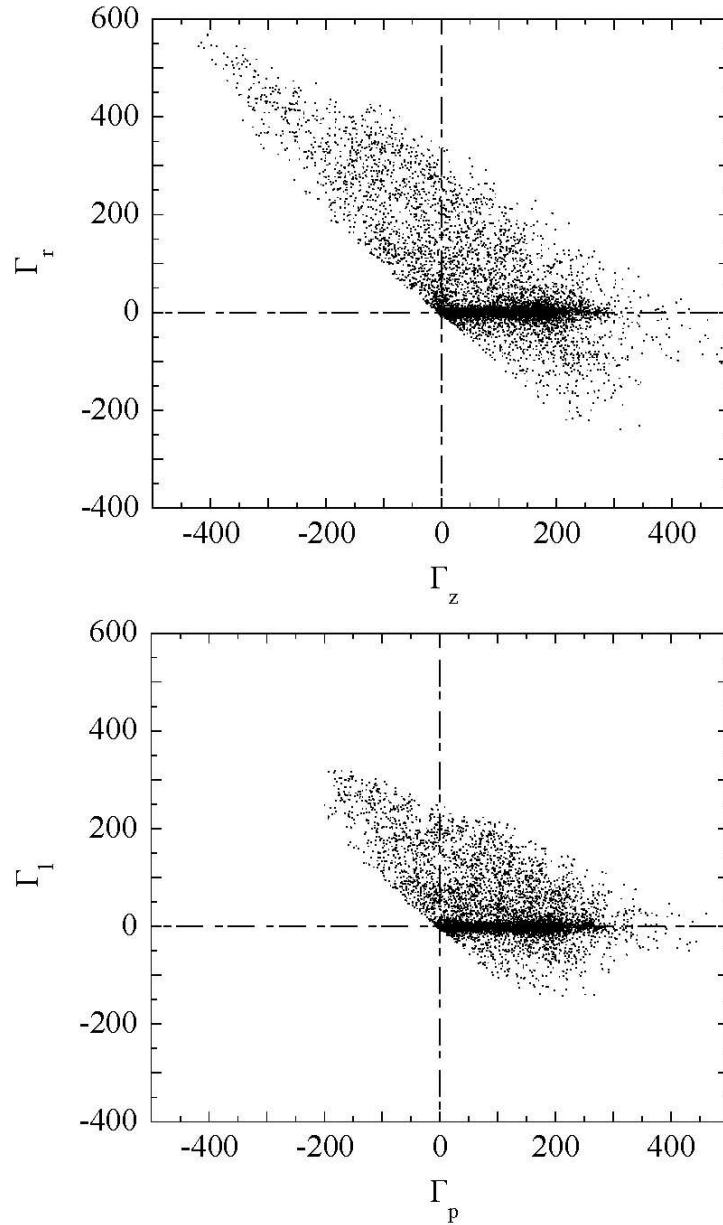


FIG. 3.20 – *Simulation de l'accélération des électrons avec WAKE. Même paramètres que la figure 3.19. Haut : distribution des électrons tests (à $z = 7.5z_R$) dans le plan (Γ_z, Γ_r) , comme dans la référence Gahn et al. [1999]. Bas : représentation correcte dans le plan (Γ_p, Γ_l) . Les résultats indiquent que l'accélération par l'onde plasma domine.*

au travail du laser conduit à une légère sur-estimation du travail des champs laser.

3.4.2 Simulations PIC

Comme nous l'avons vu, WAKE nous limite à des simulations à relativement basse densité. De plus, ce code ne simulant pas le piégeage, il ne calcule pas l'évolution auto-consistante de l'onde plasma. Il se pourrait donc que l'amplitude des ondes plasma soit sur-estimée, et que, par conséquent, l'accélération par les ondes plasma soit également sur-estimée. Nous avons donc utilisé un code PIC [Lefebvre 1996] à fenêtre glissante afin de simuler l'interaction sur de longues distances ($> 400 \mu\text{m}$) et pour toutes densités.

Les simulations ont été réalisées dans une boîte de 1354×1104 mailles contenant chacune 4 particules. La taille de la maille était de $0.2c/\omega_0$. Seuls les cas en impulsion courte ont été simulés : $\tau_0 = 35 \text{ fs}$, $w_0 = 6 \mu\text{m}$ et l'intensité pouvait être variée. D'une façon générale, les simulations reproduisent très bien nos observations expérimentales. Les simulations mettent en évidence la présence des phénomènes suivants :

- Autofocalisation de l'impulsion sur une taille de l'ordre de $\gamma_{\perp}^{1/2}c/\omega_p$.
- Automodulation de l'impulsion à la fréquence ω_p (cas haute densité).
- Pour $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, l'absorption du laser est très importante au bout de distances de l'ordre de $500 \mu\text{m}$.

En particulier, les seuils de génération du faisceau d'électrons en impulsion courte coïncident avec nos observations :

- Pour $I = 2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, dans un plasma de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, moins de 10^8 électrons sont produits dans la simulation⁶. De plus, l'analyse de la densité électronique montre la présence d'une forte onde plasma bien définie (voir le haut de la figure 3.21).
- Pour $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, dans un plasma de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\sim 10^{10}$ électrons sont mesurés dans la simulation. Cette fois, la densité électronique est très chaotique et aucune structure d'onde plasma n'était clairement visible. Cela pourrait indiquer un signe du déferlement (voir le bas de la figure 3.21).

Sur la figure 3.22, nous représentons des spectres d'électrons obtenus pour plusieurs densités plasma et mesurés après une propagation de $300 \mu\text{m}$. On peut constater que l'accord avec nos spectres expérimentaux est très bon :

- Les spectres simulés ont une forme maxwellienne.
- La température effective de la distribution et l'énergie maximale augmentent lorsque la densité diminue, en accord avec nos observations.

⁶soit en dessous de la limite de détection de notre intégrateur de charges.

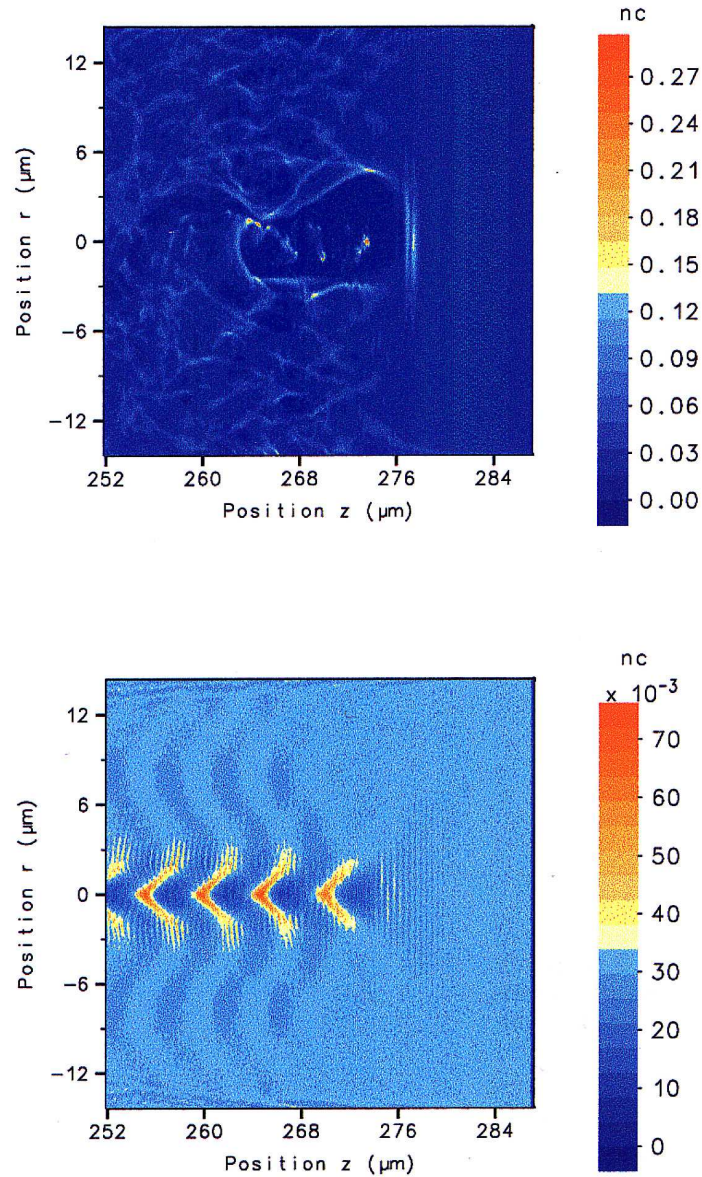


FIG. 3.21 – Simulation PIC de la densité électronique dans le sillage de l'impulsion laser de 35 fs après une propagation de 300 μm dans un plasma de densité initiale $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. z est la direction de propagation du laser. Image du bas : $I = 2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, onde plasma cohérente ; peu d'électrons accélérés sont mesurés dans la simulation. Image du haut : $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, densité électronique chaotique ; plus de 10^{10} électrons accélérés.

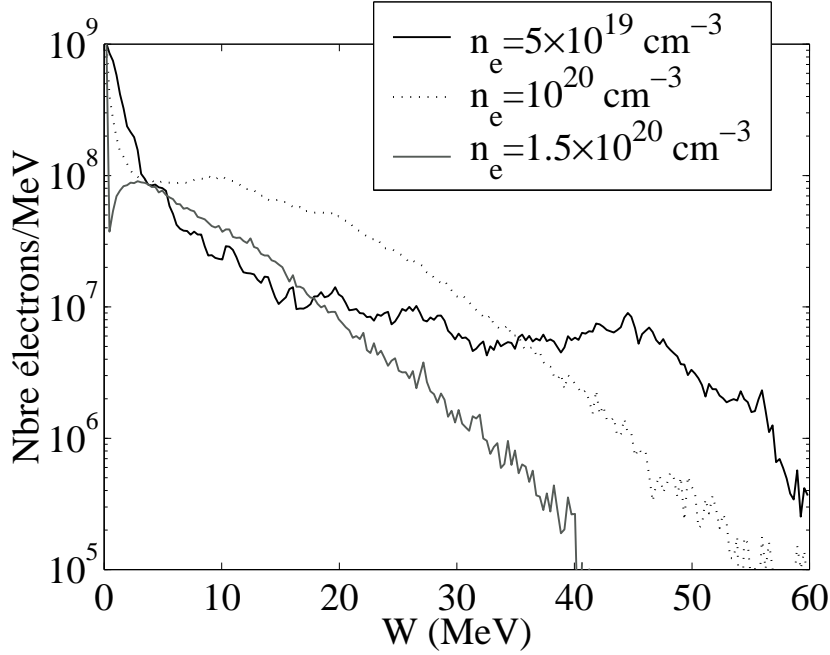


FIG. 3.22 – Simulation de spectres d'électrons obtenus pour différentes densités plasma. Impulsion laser : $\tau_0 = 35$ fs, $I = 2 \times 10^{19}$ W.cm $^{-2}$.

Fort du très bon accord entre ces simulations et nos expériences, nous avons voulu déterminer la part respective des mécanismes d'accélération, comme nous l'avons fait précédemment avec WAKE. Dans un code PIC, il est cependant difficile de séparer la partie du champ électrostatique de la partie électromagnétique. Sur la figure 3.23, nous nous sommes donc contentés de représenter la distribution des électrons dans le plan (Γ_z, Γ_r) . Comme le montre la figure, on observe un changement de régime progressif lorsque la densité diminue. A haute densité (1.5×10^{20} cm $^{-3}$), l'accélération semble être due essentiellement aux champs transverses, alors qu'aux basses densités (5×10^{19} cm $^{-3}$), les électrons semblent être davantage accélérés par les champs longitudinaux. Si l'on admet que les champs longitudinaux peuvent être assimilés aux champs électrostatiques du plasma, on peut conclure qu'à basse densité, c'est l'accélération par les ondes plasma qui domine. On rejoindrait alors la conclusion donnée par le code WAKE. Il faut cependant rester prudent quant à l'interprétation des diagrammes de la figure 3.23.

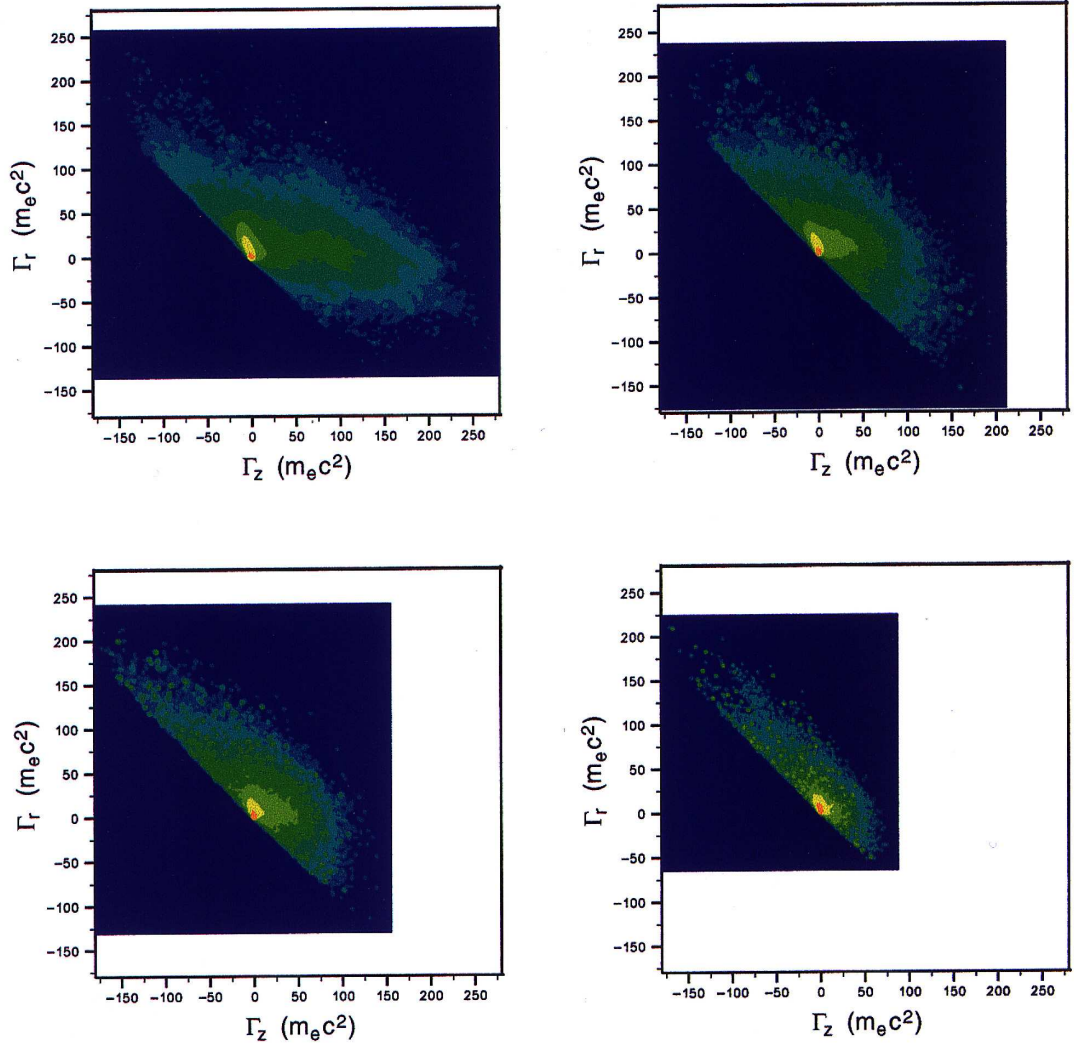


FIG. 3.23 – Simulations PIC, réalisées pour plusieurs densités, de la distribution des électrons (à $z = 300 \mu\text{m}$) dans le plan (Γ_z, Γ_r) . Haut gauche : $n_e = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$; haut droit : $n_e = 6.4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$; bas gauche : $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$; bas droite : $n_e = 1.5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$. Impulsion laser : $\tau_0 = 35 \text{fs}$, $I = 2 \times 10^{19} \text{W.cm}^{-2}$.

3.4.3 Conclusion sur les simulations

Les simulations effectuées montrent que l'interprétation des expériences est plus délicate qu'on ne pourrait le penser. Il semble en effet que l'importance des mécanismes d'accélération change selon les différents régimes considérés. Ainsi, à basse densité, il semblerait que l'accélération par les ondes plasma domine tandis qu'à haute densité, cela serait plutôt l'accélération par les ondes électromagnétiques.

3.5 Durée et profil spatial du faisceau

Maintenant que nous avons caractérisé en détail l'énergie des électrons, il nous reste à considérer la durée du faisceau d'électrons ainsi que son profil spatial. Ces paramètres sont d'une importance capitale pour la comparaison avec les accélérateurs de particules conventionnels.

3.5.1 Etalement du paquet d'électrons

Nous n'avons pas mesuré la durée du faisceau d'électrons. Cependant, nous allons voir dans cette partie que la connaissance du spectre nous permet de prévoir l'évolution temporelle du paquet d'électrons. Nous ferons l'hypothèse que la distribution du faisceau d'électrons est maxwellienne, de température T_{eff} . On définit N_{tot} comme le nombre d'électrons d'énergie supérieure à W_{min} . Dans ces conditions, si $N_{\Delta W}(W)$ représente le nombre d'électrons de la distribution d'énergie comprise entre $W - \Delta W/2$ et $W + \Delta W/2$, alors si $W > W_{min}$:

$$(3.11) \quad N_{\Delta W}(W) = 2N_{tot} \exp \left[-\frac{W - W_{min}}{T_{eff}} \right] \sinh \left[\frac{\Delta W}{2T_{eff}} \right]$$

On peut alors diviser le faisceau d'électrons en k paquets d'électrons d'énergie W_i à ΔW près :

$$(3.12) \quad N_{tot} = \sum_{i=1}^k N_{\Delta W}(W_i)$$

Si l'on admet que la vitesse transverse des électrons est bien plus petite que leur vitesse longitudinale, chaque paquet se déplace à la vitesse $v_i = c(\gamma_i^2 - 1)^{1/2}/\gamma_i$, avec $W_i = (\gamma_i - 1)m_e c^2$.

Tant que les électrons sont piégés dans l'onde plasma, ils effectuent des orbites dans la séparatrice et par conséquent le paquet d'électrons ne s'étale que sur une longueur d'onde plasma. Au contraire, lorsque les électrons sortent de l'onde plasma, ils se propagent à des vitesses bien différentes, ce qui contribue à un étalement rapide du paquet. Après une propagation sur une distance z , la durée du faisceau d'électrons (τ_p) est :

$$(3.13) \quad \tau_p(z) = \tau_0 + z \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_k} \right)$$

où v_1 et v_k sont respectivement la vitesse des électrons les plus lents et des électrons les plus rapides.

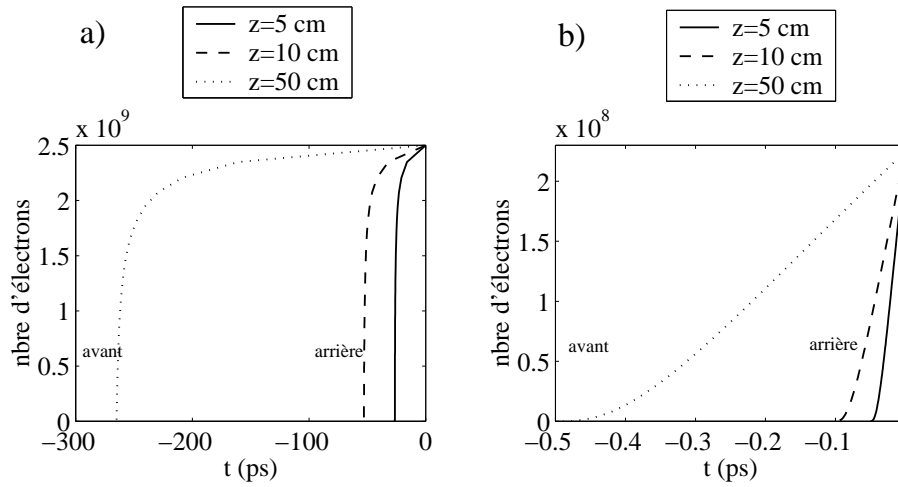


FIG. 3.24 – a) : évolution de la forme temporelle de l'impulsion après plusieurs longueurs de propagation, pour des électrons compris entre $W_{min} = 0.5$ MeV et $W_{max} = 100$ MeV. b) : même chose avec des électrons d'énergies comprises entre $W_{min} = 20$ MeV et $W_{max} = 100$ MeV. Les paramètres de la distribution sont $T_{eff} = 8$ MeV et $N_{tot} = 4 \times 10^{10}$.

L'évolution de la forme temporelle du faisceau d'électrons est représentée sur la figure 3.24a, pour $T_{eff} = 8$ MeV et $N_{tot} = 4 \times 10^{10}$, $W_{min} = 0.5$ MeV, $W_{max} = 100$ MeV. C'est la distribution maxwellienne qui donne sa forme particulière au paquet : les électrons très énergétiques sont peu nombreux et situés à l'avant du faisceau alors que les électrons de moindre énergie, plus nombreux, s'étalent graduellement sur tout le corps du paquet. Comme on peut le constater, l'étalement devient rapidement dramatique : après une propagation sur 50 cm, la durée du paquet est de plus de 200 ps. Notons tout de même que les électrons très énergétiques s'étalent beaucoup moins : par exemple, si l'on ne considère que les électrons compris entre 20 MeV et 100 MeV, l'étalement est de l'ordre de 500 fs après une propagation sur $z = 50$ cm (voir la figure 3.24b).

Des électrons d'énergies différentes sont distribués le long du paquet, de la même façon que les longueurs d'onde sont distribuées le long d'une impulsion laser chirpée. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'utilisation d'impulsions chirpées peut permettre d'effectuer des mesures avec une très bonne résolution temporelle. On peut se demander si notre faisceau d'électrons chirpé n'est pas une source qui permettrait d'appliquer ce type de méthodes. Sur la figure 3.25, par analogie à l'équivalence temps-fréquence d'une impulsion laser chirpée, nous avons tracé l'équivalence temps-énergie de notre faisceau d'électrons. La figure a) représente le cas où l'on considère toute la distribu-

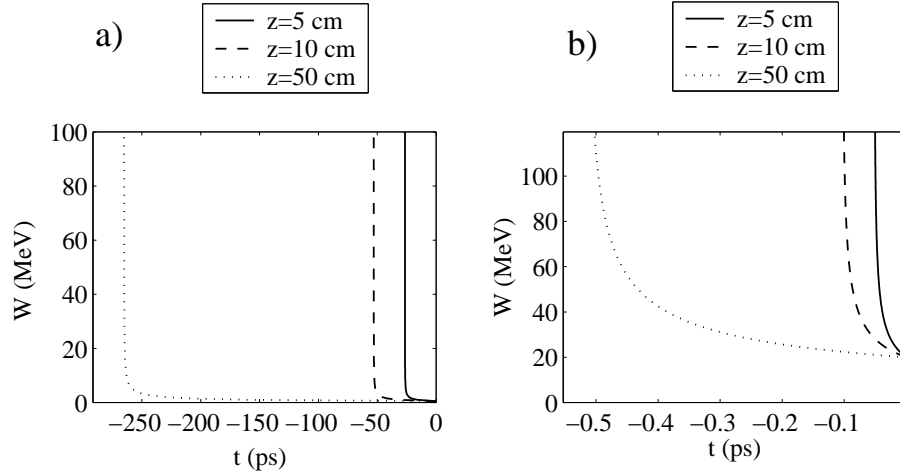


FIG. 3.25 – a) : équivalence temps-énergie du faisceau chirpé d'électrons pour des énergies comprises entre $W_{min} = 0.5$ MeV et $W_{max} = 100$ MeV. b) : même chose avec des électrons d'énergies comprises entre $W_{min} = 20$ MeV et $W_{max} = 100$ MeV. Les paramètres de la distribution sont $T_{eff} = 8$ MeV et $N_{tot} = 4 \times 10^{10}$.

tion (W de 0.5 à 100 MeV). Le chirp est alors loin d'être linéaire. La figure b) ne considère que les électrons de 20 à 100 MeV.

Notons pour conclure que les résultats présentés ici ont été obtenus en négligeant les effets longitudinaux liés à la charge d'espace du faisceau. En effet, les électrons situés à l'arrière du faisceau étant plus nombreux que ceux de l'avant, il existe un champ électrique longitudinal dans le faisceau lui-même. Ce champ perturbe probablement l'étalement du paquet d'électrons.

3.5.2 Profil spatial du faisceau d'électrons

Je vais maintenant présenter les résultats sur le profil du faisceau d'électrons. Dans un premier temps, je décrirai les résultats expérimentaux, puis je détaillerai un modèle que j'ai élaboré afin d'interpréter plus précisément les images expérimentales de profils.

Résultats expérimentaux

Sur la figure 3.26a, nous avons représenté le profil du faisceau mesuré sur le cristal de YAG. Nous n'avons pas constaté de variation importante du profil lorsque l'on modifiait les paramètres de l'interaction. Ainsi, dans la

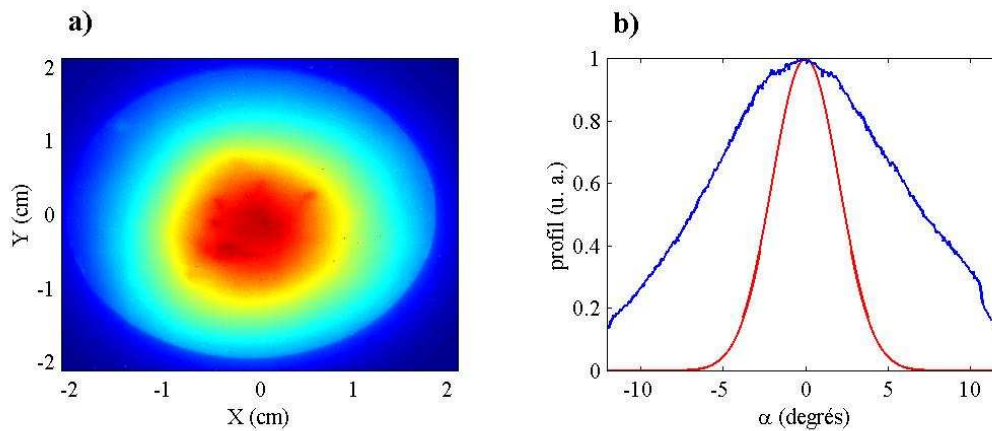


FIG. 3.26 – a) : profil typique du faisceau d'électrons mesuré sur le cristal de YAG placé à 10 cm du point d'interaction. b) : trait bleu : profil des électrons ; trait rouge : profil laser.

mesure où des électrons étaient produits, quelles que soient l'intensité laser et la densité du plasma, il semble que le profil soit toujours une gaussienne de largeur identique. Comme on le voit sur la figure 3.26b, le faisceau d'électrons semble avoir une divergence 3 à 4 fois plus grande que celle du laser. Le faisceau d'électrons aurait donc une divergence $\alpha_{1/e} \simeq 12^\circ$ (200 mrad), où est l'angle de divergence à $1/e$.

Dans une autre campagne d'expérience, un diagnostic similaire nous a permis de mesurer certaines "anomalies" du faisceau d'électrons. Comme on le voit sur la figure 3.27, dans certains cas, on constate l'apparition de points chauds dans le profil du faisceau. Ce phénomène n'a été observé que pour quelques tirs. Dans la référence [Moore *et al.* 2000], des effets similaires ont été observés. Les auteurs les ont attribués à la filamentation du laser dans le plasma qui se traduirait par la suite par la formation de jets d'électrons de faibles énergies.

Il faut tout de même garder à l'esprit que le diagnostic utilisé intègre tous les électrons, quelles que soient leurs énergies. Or, leur comportement diffère fortement selon leurs énergies. Par exemple, les électrons de basse énergie sont peu rapides et plus nombreux ; par conséquent, ils vont subir très fortement les effets de la charge d'espace. De plus, on ne mesure pas exactement le profil du faisceau car le signal est en fait proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal par unité de surface. Il n'est donc pas facile de déterminer si l'on mesure plutôt les électrons de basse ou haute énergie. Le modèle exposé ci-dessous permet de clarifier certaines de ces questions.

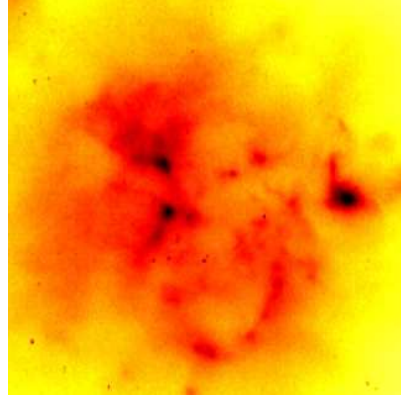


FIG. 3.27 – Observation de points chauds dans le profil du faisceau d'électrons.

3.5.3 Modèle de charge d'espace

Dans cette partie, je présente un modèle qui décrit la propagation du faisceau d'électrons dans le vide et le dépôt de l'énergie dans le cristal.

On considère que le faisceau est constitué de k paquet d'électrons d'énergie W_i à ΔW près. Chaque paquet possède un nombre d'électrons $N_i \equiv N_{\Delta W}(W_i)$, répartis uniformément sur la durée initiale de τ_0 . Les électrons sont distribués spatialement selon une gaussienne de rayon à $1/e$ égal initialement au rayon laser w_0 . Chaque paquet peut avoir un angle de divergence θ_i , ce qui donne lieu à une émittance de $\epsilon_i = w_0\theta_i$. On suppose que le faisceau d'électrons satisfait aux approximations nécessaires pour que sa propagation puisse être décrite par les équations d'enveloppe exposées au chapitre 1, section 1.7. On fait de plus l'hypothèse que les paquets d'électrons sont étalés temporellement dès le début du calcul. Cela signifie en d'autres termes que l'on ne simule pas le premier millimètre de propagation. L'évolution du rayon des paquets d'électrons au fur et à mesure de leur propagation est obtenue en résolvant les équations suivantes :

$$\frac{d^2 R_i}{dz^2} = \frac{eI_i(z)}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta_i \gamma_i c)^3 R_i} + \frac{\epsilon_i^2}{R_i^3}$$

pour $i = 1, \dots, k$. Le courant d'un paquet, I_i dépend de la coordonnée de propagation z car le paquet s'étale au cours de la propagation. Ce phénomène est particulièrement important pour les électrons de basse énergie. On a en effet :

$$(3.14) \quad I_i(z) = \frac{eN_i(1 - 1/e)}{\tau_0 + z(1/v_{i-1/2} - v_{i+1/2})}$$

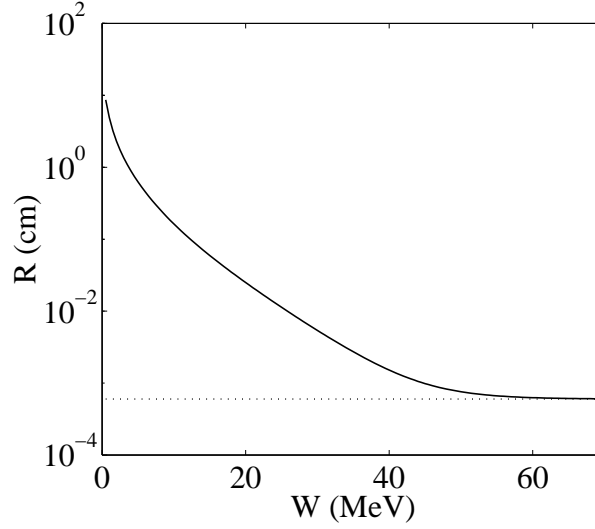


FIG. 3.28 – *Trait plein* : rayon du faisceau d'électrons après 10 cm de propagation dans le vide. L'émittance du faisceau $\epsilon_i = 0, \forall i$. *Trait pointillé* : rayon du faisceau sans effets de charge d'espace.

où $v_{i-1/2}$ et $v_{i+1/2}$ sont respectivement les vitesses des électrons d'énergie $W_i - \Delta W$ et $W_i + \Delta W$. Sur la figure 3.28, on a représenté le rayon des paquets d'électrons en fonction de leur énergie et après 10 cm de propagation. Pour cette simulation et toutes celles exposées dans cette partie, la distribution utilisée était gaussienne, $T_{eff} = 8$ MeV, $N_{tot} = 4 \times 10^{10}$, $W_{max} = 70$ MeV, $W_{min} = 0.5$ MeV, $\Delta W = 0.5$ MeV. Sur la figure 3.28, on observe que les paquets d'électrons peu énergétiques éclatent violemment sous l'effet de la charge d'espace.

Connaissant la taille du faisceau d'électrons, on peut calculer l'énergie déposée dans les $200 \mu\text{m}$ du cristal de YAG. Comme on le voit sur la figure 3.29, chaque électron y dépose entre 0.15 et 0.5 MeV, selon son énergie. Cependant, le paramètre important est l'énergie déposée par unité de surface par chaque paquet. Ainsi, pour le paquet d'énergie W_i , l'énergie déposée dans la couronne de surface $dS = 2\pi r dr$ est :

$$(3.15) \quad \left. \frac{dW}{dS} \right|_i = \frac{N_i W_{dep,i}}{\pi R_i^2} \exp \left[-\frac{r^2}{R_i^2} \right]$$

Il est alors facile de reconstituer l'image obtenue expérimentalement :

$$(3.16) \quad \frac{dW}{dS} = \sum_{i=1}^k \left. \frac{dW}{dS} \right|_i$$

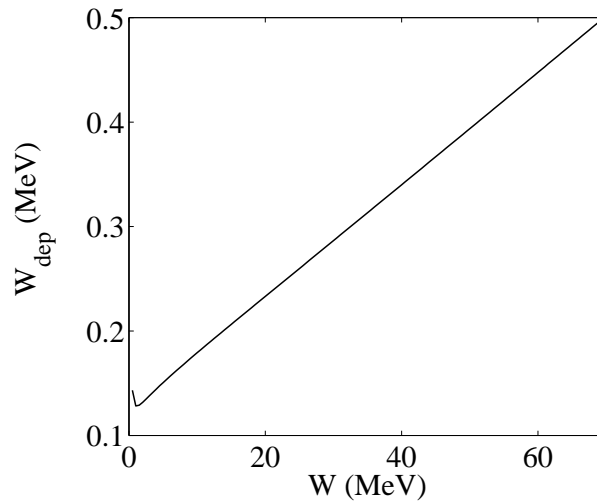


FIG. 3.29 – *Energie déposée par un électron dans le cristal de YAG en fonction de son énergie.*

Sur la figure 3.30a, j'ai simulé l'image que l'on obtiendrait expérimentalement si le faisceau était laminaire ($\epsilon_i = 0$). Le profil serait extrêmement piqué sur l'axe et le dépôt d'énergie serait principalement dû aux électrons de 40 MeV (voir 3.30c). Ces électrons, contrairement à ceux de basses énergies, restent très collimatés et viennent déposer leur énergie très localement dans le cristal. Ce cas est hautement idéal et ne correspond pas à nos observations. Le faisceau doit donc posséder une émittance initiale non nulle. Ce cas est représenté sur la figure 3.30b, pour une émittance de 0.8π .mm.mrad (soit deux fois la divergence du laser). Le résultat obtenu coïncide parfaitement avec nos observations. Notons que comme le montre la figure 3.30d, ce sont ici les électrons de 5 MeV qui contribuent majoritairement au dépôt d'énergie. En effet, cette fois-ci, les électrons de hautes énergies ne sont plus confinés sur l'axe et comme il sont peu nombreux, on les voit peu.

Pour conclure, il semble donc que l'on puisse reproduire le diagnostic en donnant aux électrons une émittance de $\epsilon_r = 0.8\pi$.mm.mrad, soit une divergence de $\alpha_{1/e} = 8^\circ$. Notons également qu'une diminution de la température effective de la distribution spectrale des électrons n'affecte que très peu le faisceau⁷. De plus, il semblerait que les électrons de 5 MeV soient les plus visibles sur le diagnostic. Ces derniers étant toujours limités par la charge d'espace quelle que soit T_{eff} , on comprend qu'expérimentalement nous n'ayons pas été capable de voir des différences sur la forme du profil lorsque l'on variait les paramètres de l'interaction. Finalement, la réalité est certainement plus

⁷Par exemple, $T_{eff} = 2$ MeV, on obtient $\epsilon_r = 0.7\pi$.mm.mrad.

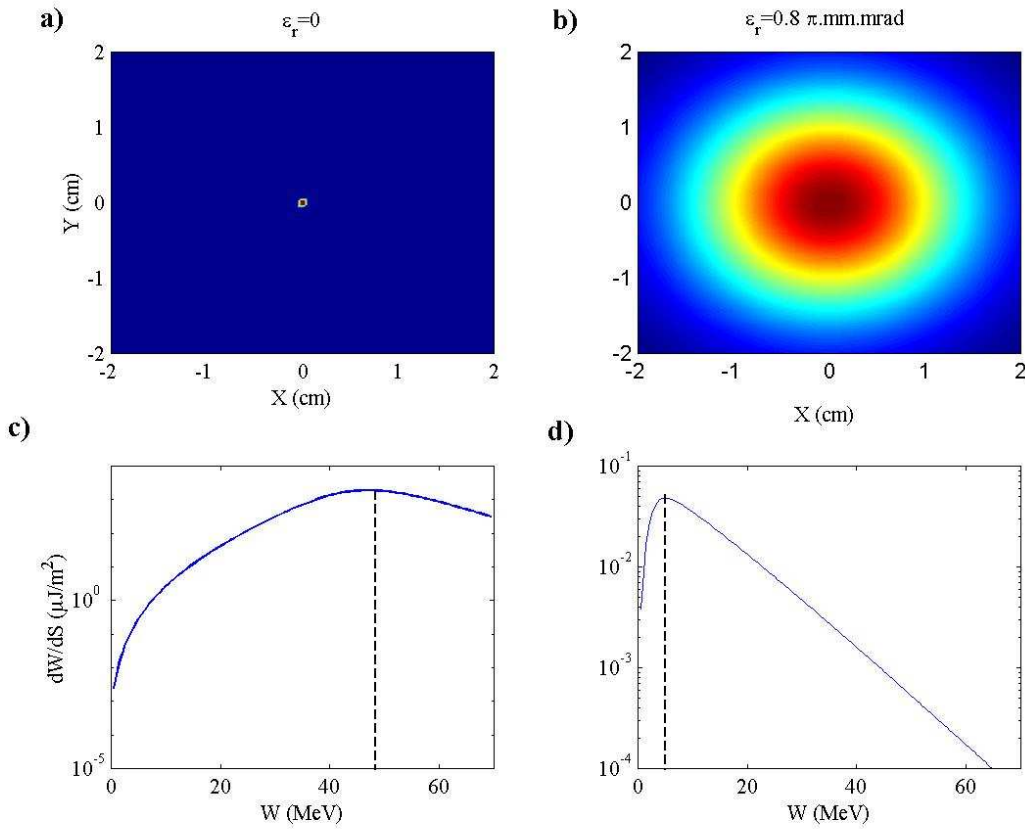


FIG. 3.30 – Image simulée de l'énergie déposée dans le cristal de YAG. a) : faisceau laminaire d'émittance nulle. b) : faisceau avec une divergence deux fois plus grande que celle du laser : $\epsilon_i = 0.8\pi$.mm.mrad. c) et d) correspondent respectivement aux cas a) et b) et représentent l'énergie déposée par unité de surface.

compliquée : l'émittance des électrons dépend probablement de leur énergie, ce dont nous n'avons pas tenu compte. Il paraît clair qu'un travail supplémentaire serait nécessaire, en particulier pour mesurer l'émittance des électrons de hautes énergies⁸.

Simulation PIC du profil des électrons

Les simulations PIC permettent d'obtenir la divergence des électrons en sortie du plasma. Sur la figure 3.31, on a représenté les résultats des simulations PIC sur la distribution angulaire des électrons. On constate que

⁸Nous avons également participé à une expérience d'activation nucléaire [Santala *et al.* 2001], permettant la mesure du profil des électrons d'énergies supérieures à 10 MeV.

les électrons d'énergies supérieures à 10 MeV sont relativement collimatés ($\theta < 10^\circ$) alors que ceux de basses énergies ont une divergence importante. On remarquera aussi que d'après ces simulations, les électrons d'énergies supérieures à 10 MeV sont d'autant plus collimatés que la densité du plasma est élevée. Ceci est en contradiction avec les observations de [Santala *et al.* \[2001\]](#) (qui ont été réalisées dans des conditions différentes, en particulier avec un laser à impulsions plus longues : 800 fs au lieu de 35 fs).

On peut prendre ces distributions angulaires données par le code PIC comme conditions initiales du modèle de propagation du faisceau d'électrons. Il est alors possible de reconstituer le diagnostic du profil des électrons. La figure 3.32 représente les profils de faisceaux d'électrons que l'on obtient par cette méthode. Les résultats des simulations sont proches des résultats expérimentaux et montrent que le profil varie peu lorsque la densité électronique est modifiée.

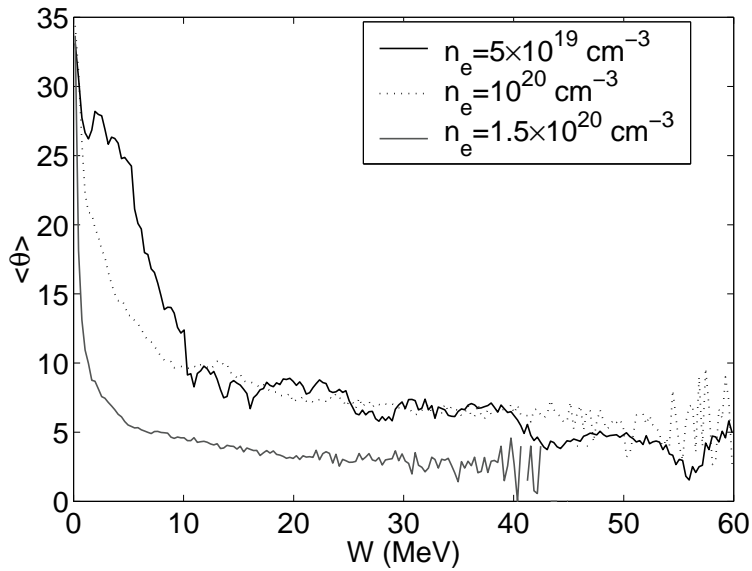


FIG. 3.31 – Simulation PIC de la divergence des électrons en fonction de leur énergie et pour plusieurs densités plasma.

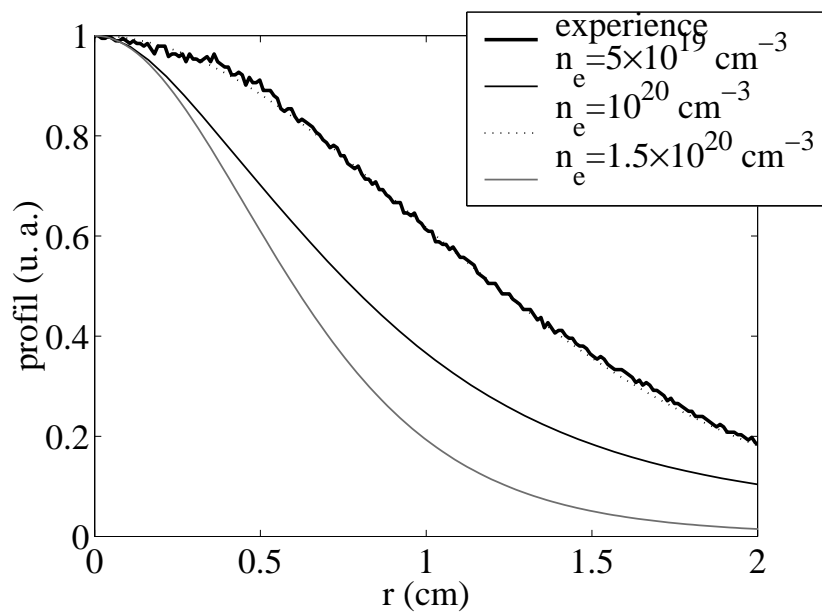


FIG. 3.32 – Comparaison du profil expérimental et des profils calculés à partir du code PIC et du modèle de propagation du faisceau d'électrons.

3.6 Conclusion

On pourra conclure en résumant les résultats obtenus :

- Génération d'une source d'électrons avec un laser à 10 Hz.
- 4×10^{10} électrons dont plus de 10^9 d'énergies supérieures à 3.7 MeV.
- Spectre maxwellien avec des électrons jusqu'à 70 MeV
- Le paquet d'électrons s'étale rapidement sur une centaine de picosecondes. Cependant, il semblerait que les électrons de hautes énergies restent groupés dans un paquet de moins d'une picoseconde sur de relativement grandes distances.
- Les profils mesurés et calculés montrent que l'on mesure principalement des électrons de 5 MeV, limités par la charge d'espace. Le modèle reproduit bien l'expérience si on prend une émittance initiale de $\epsilon_r = 0.8 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$, soit une divergence de $\alpha_{1/e} = 8^\circ$. L'émittance des électrons de haute énergie est inconnue pour l'instant.

La distribution maxwellienne des électrons rend la comparaison de notre source aux accélérateurs conventionnels quelque peu difficile. En effet, de nombreux paramètres prennent des valeurs différentes selon la gamme d'énergie considérée. Sur la table 3.1, nous avons tout de même tenté de comparer les paramètres de notre accélérateur avec ceux de divers accélérateurs de physique des particules. Nous avons en particulier choisi l'accélérateur linéaire de 3 km de long qui se trouve à Stanford (SLAC). Pour une comparaison directe avec des accélérateurs universitaires plus modestes, on a choisi quelques machines qui se trouvent à Orsay. On a ainsi sélectionné le LINAC d'Orsay, l'anneau SUPER-ACO (source synchrotron) et l'accélérateur du Centre Laser Infra-rouge d'Orsay (CLIO) qui est ensuite utilisé pour un laser à électrons libres. Les très grands accélérateurs du type SLAC (ou CERN) restent pour le moment hors de portée de ce que l'on peut réaliser. Par contre les performances de notre accélérateur deviennent intéressantes lorsqu'on les compare aux sources d'électrons de laboratoires universitaires. Le nombre d'électrons est raisonnable et la durée particulièrement courte de notre source permet d'atteindre des courants et des brillances élevées. Pour l'instant, le gros défaut de l'accélérateur laser-plasma est la dispersion en énergie. Par contre, les gradients d'accélération élevés et, bien sûr, la taille de l'accélérateur sont des avantages très attrayants.

	SLAC	LINAC ORSAY	SUPER ACO	CLIO	LOA laser-plasma
W (GeV)	46.6	1	0.8	0.05	< 0.07
E (MeV/m)	19	10	-	12.6	20×10^3
$\Delta W/W$ (%)	0.25	-	0.05	< 0.75	100
taux rep. (Hz)	120	25-50	50	50	10
durée imp. (ns)	100	5-20	0.09	0.01	?, ($< 10^{-3}$)
nbre électrons	4×10^{10}	10^9	10^9	4×10^9	4×10^{10} , (10^9)
ϵ_n (π .mm.mrad)	25	-	16	150	?, (40)
courant pic (A)	0.13	1	0.2	55	?, (160)
B_n ($\text{MA.m}^{-2}.\text{rad}^{-2}$)	21	-	80	250	?, (10^4)
longueur d'acc. (m)	3000	130	72	10	2×10^{-3}

TAB. 3.1 – *Comparaison de l'accélérateur laser-plasma avec des accélérateurs conventionnels. Les points d'interrogation correspondent aux cas où une mesure précise n'a pas été réalisée ou lorsque la distribution ne permet pas de donner une valeur unique. Les valeurs entre parenthèses correspondent à celles des électrons de 20 MeV.*

Chapitre 4

Guidage

Dans le précédent chapitre, nous avons poussé les limites de la source d'électrons que l'on pouvait obtenir : des électrons de 70 MeV étaient générés à des densités de $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. D'après les lois d'échelle établies, il faudrait abaisser la densité afin d'obtenir des électrons plus énergétiques. Or au LOA, le laser ne s'autofocalisait pas dans un plasma moins dense que $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. On voit donc la nécessité absolue de guider l'impulsion pour atteindre des énergies de plusieurs centaines de MeV voir du GeV. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à des expériences qui tentent de pousser le concept de l'accélérateur laser-plasma un peu plus loin, afin d'atteindre des énergies du GeV. Pour ce faire, il nous a fallu travailler sur des installations différentes car la salle jaune du LOA était à l'époque en période de redémarrage et on ne disposait pas alors d'un faisceau long et énergétique pour la création d'un canal de guidage. Les trois expériences décrites ici ont donc été réalisées au LULI puisque cette installation délivre des faisceaux d'énergie élevée ($< 100 \text{ J}$ en impulsion longue).

- La première expérience a permis l'étude de l'interaction d'une impulsion ultra-intense avec un canal de plasma dans le régime du sillage automodulé. Cette étude s'inscrit également dans le cadre de l'allumeur rapide. En effet, dans ce concept, une impulsion picoseconde se propage d'abord dans les parties sousdenses de la couronne en expansion avant de s'enfoncer dans les parties surdenses.
- Pour la deuxième expérience, nous avons conçu et caractérisé un jet de gaz rectangulaire et supersonique de 2 cm de long. Cet instrument nous a donc permis de nous placer dans des conditions expérimentales satisfaisantes pour l'obtention d'électrons au GeV. Dans une expérience préliminaire, nous avons tenté de réaliser l'autofocalisation du laser sur la plus grande distance possible, de générer des ondes plasma et

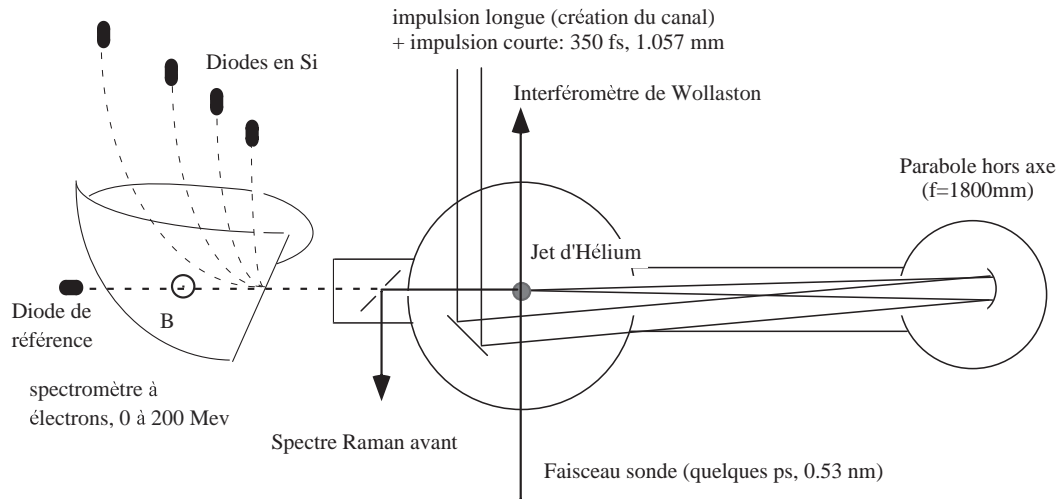


FIG. 4.1 – Schéma des expériences au LULI sur la chaîne Terawatt.

d'accélérer les électrons à de hautes énergies.

- Finalement, je présente une étude préliminaire de la formation de plasmas centimétriques créés par la focalisation d'une impulsion longue avec un axicon.

4.1 Guidage dans un canal de plasma préformé

La faisabilité du guidage d'une impulsion laser intense dans un plasma a déjà été prouvée expérimentalement. Par exemple, [Clark & Milchberg \[1997\]](#) ont observé le guidage d'une impulsion sur une longueur de 1 cm. Cependant, l'intensité laser n'était que de $5 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, ce qui n'est pas suffisant pour générer des ondes plasma intenses. [Krushelnick *et al.* \[1997\]](#) et [Chen *et al.* \[1998b\]](#) reportent des résultats sur la formation d'un canal après le passage d'une impulsion autofocalisée par effets relativiste et pondéromoteurs. Le canal ainsi créé était utilisé pour guider une impulsion intense de $3 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ mais sur 1 mm seulement. Remarquons de plus que cette méthode est désavantageuse puisqu'elle requiert une impulsion courte capable de s'autofocaliser pour la création du canal. Dans cette partie, nous avons réalisé le guidage dans un canal d'une impulsion de très forte intensité ($I \simeq 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) et sur une distance relativement longue de 4 mm. La nouveauté réside également dans le fait que nous ne nous sommes pas contentés de guider l'impulsion : nous avons également cherché à comprendre le rôle

du canal dans l'interaction avec le laser.

4.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, schématisé sur la figure 4.1, est très similaire à celui du LOA. L'expérience a été réalisée au LULI avec le laser terawatt : longueur d'onde $\lambda_0 = 1.057 \mu\text{m}$, énergie $U = 15 \text{ J}$, durée d'impulsion à mi-hauteur : $\tau_0 = 350 \text{ fs}$. Le laser était focalisé avec une parabole hors axe d'ouverture $f/22$ sur un jet de gaz supersonique de 4 mm (identique à celui présenté précédemment). Le rayon à pleine puissance laser était de $w_0 = 20 \mu\text{m}$ ($z_R = 1.2 \text{ mm}$), permettant ainsi d'obtenir des intensités jusqu'à $I = 4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Nous avons fait varier l'intensité en allongeant la durée de l'impulsion. Un faisceau sonde doublé en fréquence ($\lambda = 528 \text{ nm}$) se propageait à 90° de l'impulsion principale et permettait de réaliser l'interférométrie du plasma résolue en temps (résolution d'environ 2 ps). L'interférogramme était obtenu par l'utilisation d'un prisme de Wollaston. La lumière diffusée à 90° de l'axe de propagation laser était également imagée sur une caméra CCD. Ces deux diagnostics nous ont permis d'étudier la propagation de l'impulsion. Pour étudier plus en détail l'interaction laser-plasma (le couplage des ondes laser et plasma par exemple), la lumière transmise était analysée par un spectromètre imageur à réseaux. Les spectres étaient mesurés à l'aide d'une caméra 16 bits.

Initialement, nous avons prévu d'utiliser une première impulsion longue pour créer le canal de plasma. En réalité, la pré-impulsion due à l'émission spontanée amplifiée (ASE) du laser TW avait une intensité suffisante pour ioniser totalement l'Hélium et pour créer un canal de plasma. Ceci était un inconvénient majeur car n'ayant pas la possibilité de contrôler l'ASE, nous n'avons pu maîtriser les paramètres du canal comme nous l'aurions voulu. Le mécanisme de création d'un canal de densité en impulsion longue est le suivant : les premiers électrons sont créés par ionisation multiphotonique puis chauffés par Bremsstrahlung inverse. Ceci donne lieu à une ionisation en avalanche. La formation du canal est due à l'expansion du plasma ainsi chauffé [Malka *et al.* 1997b]. L'ASE ayant un niveau d'intensité relativement stable, le canal était assez reproductible d'un tir à l'autre (pour une densité donnée).

4.1.2 Interférogrammes et guidage

Sur la figure 4.2a, un interférogramme du plasma pris 2 ps avant l'arrivée de l'impulsion TW illustre l'état du plasma avant l'interaction. En réalisant

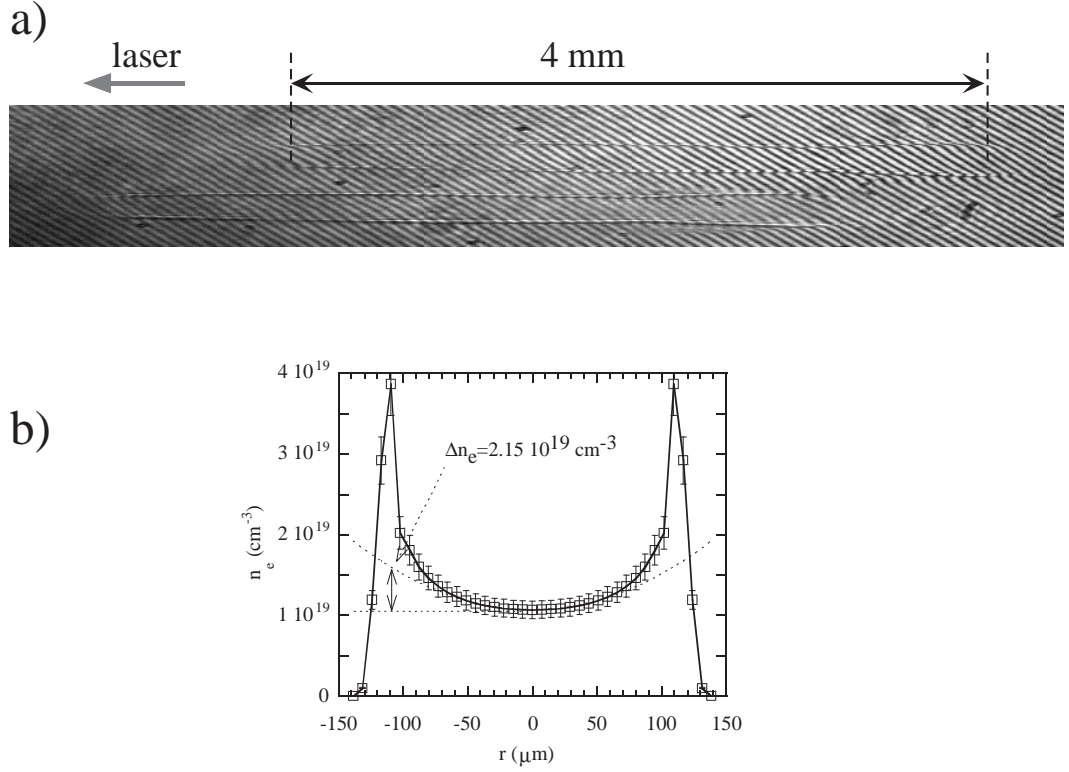


FIG. 4.2 – a) : interférogamme du plasma créé par l'ASE 2 ps avant l'arrivée de l'impulsion courte. L'image du plasma est double, nous avons gardé la totalité de l'interférogamme par souci de clarté pour la suite. b) : trait plein : profil de densité du canal obtenu par inversion d'Abel; trait pointillé : fit parabolique du profil de densité.

une transformée d'Abel sur la phase le long d'une frange d'interférence, on peut remonter au profil de densité du plasma. On constate sur la figure 4.2b que l'ASE a bien créé un canal de plasma tout le long du jet : la densité au centre est de 10^{19} cm^{-3} et à $150 \mu\text{m}$ sur les bords de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Pour guider une impulsion de rayon w_0 dans un canal de plasma de profil de densité parabolique, il faut avoir $P > P_M = P_c(1 - \Delta n/\Delta n_c)$, où $\Delta n_c[\text{cm}^{-3}] = 1.13 \times 10^{20}/w_0^2[\mu\text{m}]$ (voir chapitre 1, section 1.4). Dans notre cas, cela donne : $\Delta n_c = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Sur la figure 4.2b, le trait pointillé représente un fit parabolique du canal. Ce dernier permet de remonter à une valeur du creux de densité : $\Delta n = 2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons étudié par la suite la propagation de l'impulsion dans deux régimes :

- En impulsion étirée : $\tau_0 = 7 \text{ ps}$ et $I = 2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. La puissance

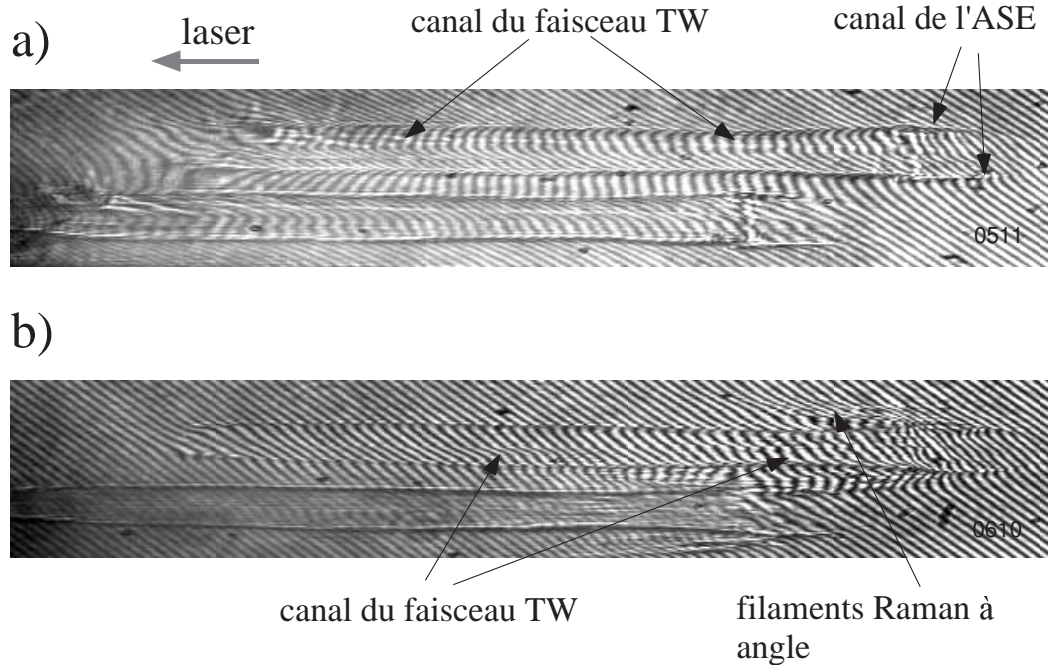


FIG. 4.3 – a) : interférogramme pris 20 ps après l'entrée de l'impulsion dans le canal , $P/P_c = 0.8$, $I = 2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, $\tau_0 = 7 \text{ ps}$. b) : interférogramme pris 10 ps après le début de l'interaction, $P/P_c = 12$, $I = 4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, $\tau_0 = 350 \text{ fs}$.

était telle que $P/P_c = 0.8$ (pour $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et la condition de guidage dans le canal était donc satisfaite : $P/P_M = 3.2 > 1$. Le guidage de l'impulsion est illustré par l'interférogramme de la figure 4.3a, pris 20 ps après l'entrée de l'impulsion dans le canal. On peut distinguer la présence d'une perturbation de densité tout le long des 4 mm du canal. Cette perturbation est due à l'expulsion radiale des électrons et donc des ions par la force pondéromotrice du laser. Cette perturbation garde une taille transverse de $50 \mu\text{m}$ (limite de résolution de l'imagerie) tout le long du canal ce qui est significatif du guidage. Sans guidage, la dimension transverse du laser en bout de plasma serait de $180 \mu\text{m}$, ce qui impliquerait une perturbation de densité considérablement élargie. Dans ce cas, l'impulsion d'intensité $I = 2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ est donc guidée sur 4 mm soit $3z_R$.

- En impulsion comprimée : $\tau_0 = 350 \text{ fs}$ et $I = 4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. La puissance élevée $P/P_c = 12$ (pour $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) assurait le guidage par autofocalisation relativiste. C'est ce que l'on observe sur la figure 4.3b : la perturbation de densité sur l'axe et le long du canal

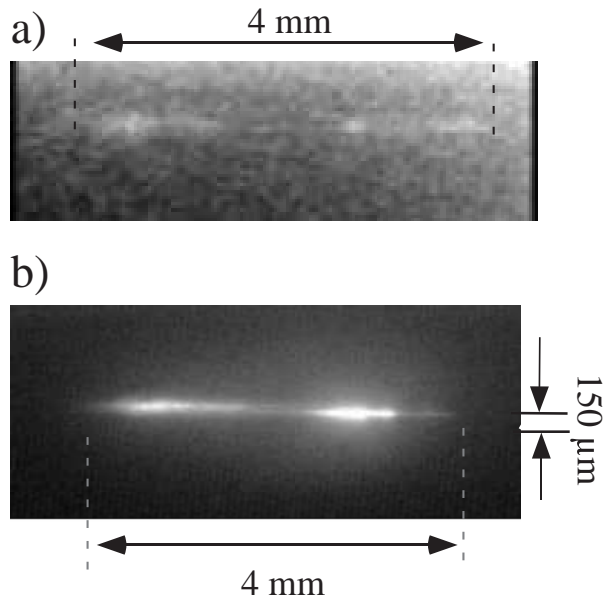


FIG. 4.4 – Image de la lumière diffusée à 90° de l'interaction. Les cas a) et b) ont été obtenus pour les mêmes paramètres que les cas a) et b) de la figure 4.3.

est significative du guidage¹. Encore une fois, il y a guidage de l'impulsion mais cette fois, c'est probablement l'autofocalisation relativiste qui l'emporte. Toujours sur la même figure, on observe qu'à l'entrée du plasma, de la lumière est diffusée à des angles variant de 5 à 10° . Ces ondes électromagnétiques ne sont pas piégées dans le canal et ionisent le gaz environnant le canal de plasma. Cette diffusion à angles est due à l'instabilité Raman de côté. Cette dernière a lieu dès le début de l'interaction car son taux de croissance est plus élevé que celui de l'instabilité Raman avant.

La figure 4.4 permet de se convaincre que le laser est bien guidé sur les 4 mm du jet. Elle représente la lumière diffusée à 90° de l'interaction. Dans les deux régimes, on observe un fin filament de lumière sur 4 mm.

4.1.3 Spectres Raman avant

Nous avons également mesuré les spectres Raman avant afin d'étudier plus en détail la nature de l'interaction du laser avec le canal. Les spectres obtenus dans plusieurs régimes sont présentés sur la figure 4.5. Lorsque l'impulsion

¹Elle ne s'étend pas jusqu'au bout en raison du délai pompe/sonde qui était trop court.

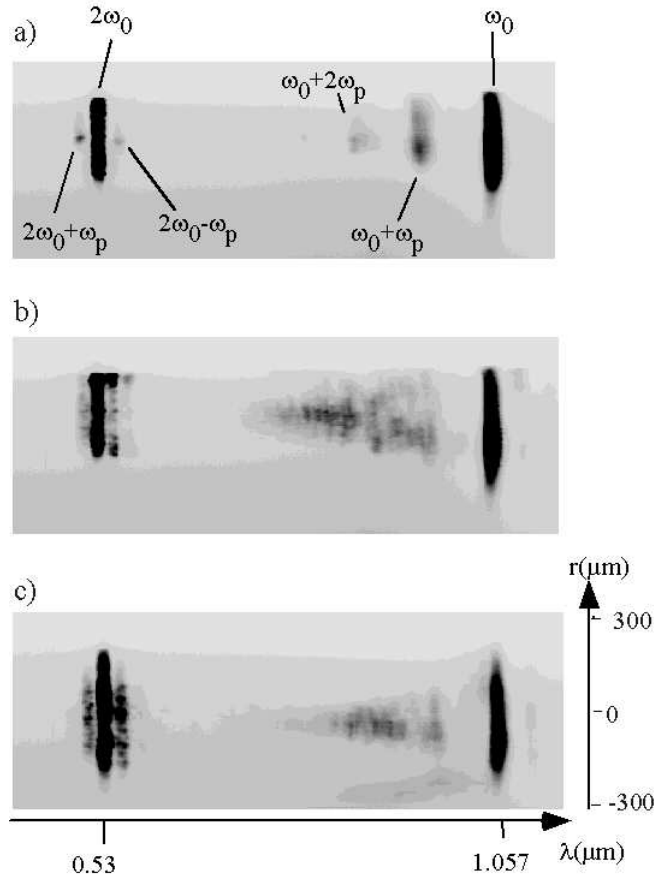


FIG. 4.5 – Spectres transmis après interaction dans un canal dont la densité sur l'axe est $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. a) : $\tau_0 = 7 \text{ ps}$, $I = 2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$; b) : $\tau_0 = 3 \text{ ps}$, $I = 5.5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$; c) : $\tau_0 = 350 \text{ fs}$, $I = 2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

est longue (cas *a*)), on peut distinguer des satellites anti-Stokes à $\omega_0 + \omega_p$ et $\omega_0 + 2\omega_p$. Ces satellites sont caractéristiques de la présence d'une onde plasma intense. Si l'on fait l'hypothèse que l'onde plasma est non linéaire, on peut décomposer la perturbation de densité en harmoniques de ω_p . L'amplitude de l'harmonique k à $k\omega_p$ est alors [Jackson 1960, Lal *et al.* 1997] :

$$(4.1) \quad \delta n_k = \frac{k^k}{2^{k-1} k!} \left(\frac{\delta n_1}{n_0} \right)^k n_0$$

où n_0 est la densité non perturbée et δn_1 la perturbation de densité au premier ordre. Si l'on suppose maintenant que le rapport d'amplitude des satellites est proportionnel au rapport des harmoniques de l'onde plasma, on

peut écrire pour l'intensité des satellites :

$$(4.2) \quad \frac{I(\omega_0 + 2\omega_p)}{I(\omega_0 + \omega_p)} = \left(\frac{\delta n_2}{\delta n_1} \right)^2 = \delta^2$$

où $\delta = \delta n_1/n_0$ est la perturbation de densité au premier ordre. L'amplitude de l'onde plasma ainsi calculée serait de 6%.

Dans les cas où $P/P_c > 1$ (cas *b*) et *c*) de la figure 4.5, on note que les satellites sont considérablement élargis par rapport au cas précédent. Lors d'expériences antérieures [Modena *et al.* 1995], l'élargissement des satellites était expliqué par le déferlement de l'onde plasma : lorsque qu'elle déferle, l'onde perd sa cohérence, il est donc difficile de lui associer une fréquence plasma bien définie. Cette explication n'est cependant pas la bonne dans notre cas car la densité électronique de 10^{19} cm^{-3} était trop faible pour permettre d'atteindre le déferlement. D'ailleurs, nous n'avons pas mesuré d'électrons relativistes (d'énergie supérieure au MeV) pour les tirs présentés jusqu'à maintenant. Ceci confirme que le déferlement n'avait certainement pas lieu. Des électrons jusqu'à 60 MeV ont été mesurés, mais seulement pour des densités supérieures à $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Sur les spectres de la figure 4.5, on observe une composante très importante à $2\omega_0$, ce qui indique que le second harmonique du laser a été généré pendant l'interaction. Les ondes à $2\omega_0$ ont diffusé sur les ondes plasma, ce qui explique les satellites à $2\omega_0 \pm \omega_p$ qui leur sont associés. La génération du second harmonique dans les plasmas a essentiellement lieu dans les gradients de densité [Gibbon 1997, Malka *et al.* 1997c]. Physiquement, l'oscillation des électrons à ω_0 dans un gradient de densité donne naissance à une perturbation δn à ω_0 . Ceci se comprend lorsque l'on considère l'équation de continuité : si on écrit $n_e(r) = n_{e0}(r) + \delta n$, on obtient :

$$(4.3) \quad \frac{\partial}{\partial t} \delta n + v_{\perp} \frac{\partial}{\partial r} n_{e0}(r) = 0$$

Cette perturbation de densité à ω_0 génère un courant du type $j = \delta n v_{\perp} \propto \cos^2(\omega_0 t) \propto \cos(2\omega_0 t)$, d'où l'apparition d'ondes EM à $2\omega_0$. Dans notre expérience, les gradients de densité peuvent provenir du canal préformé ou bien du creusement pondéromoteur.

4.1.4 Simulations et discussion

Nous avons utilisé le code WAKE afin de tenter d'expliquer l'élargissement du spectre à haute intensité. Le code, dans sa version à symétrie plane, a

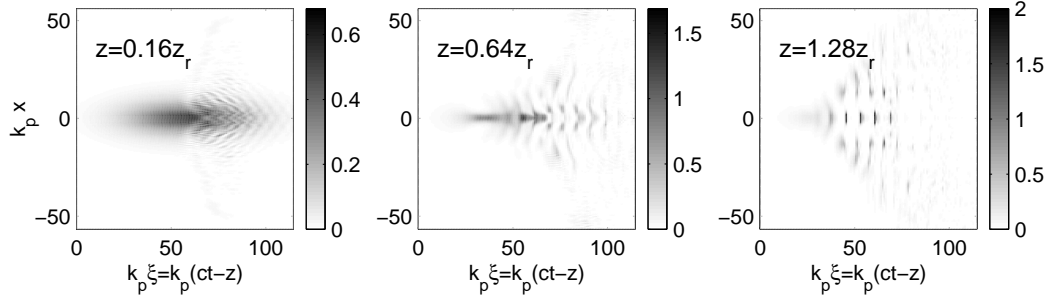


FIG. 4.6 – *Simulation WAKE de la propagation de l'impulsion. Paramètres : $\tau_0 = 300$ fs, $P/P_c = 6.7$, $w_0 = 23.8 \mu\text{m}$. La simulation comprend la présence d'un canal parabolique.*

permis de simuler la propagation d'une impulsion courte sur 4 mm dans un canal de plasma et avec $P/P_c \sim 5$. Les paramètres de la simulation étaient : $\lambda_0 = 1.057 \mu\text{m}$, $w_0 = 23.8 \mu\text{m}$ ($z_R = 1.68$ mm), $\tau_0 = 300$ fs, $P/P_c = 6.3$, $I_0 = 1.2 \times 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$. Le profil de densité initial de la simulation correspondait au profil du canal, mesuré expérimentalement. La figure 4.6 illustre le résultat de la simulation. Chaque image représente la distribution d'intensité laser dans le référentiel de l'impulsion, à un z donné et en fonction du temps. Au début de l'interaction (image *a*)), l'arrière de l'impulsion est soumis à une forte instabilité Raman à angles, tout comme dans l'expérience. Plus tard (image *b*)), la partie avant de l'impulsion s'autofocalise alors que l'arrière subit l'instabilité d'automodulation d'enveloppe à ω_p . Finalement, sur l'image *c*), on constate que l'instabilité d'automodulation d'enveloppe a continué de croître et que l'énergie laser est maintenant distribuée sur un plus grand rayon, mais reste tout de même confinée dans le canal.

Le code WAKE permet également de simuler le spectre de l'impulsion en sortie de plasma. On constate qu'avec ou sans canal préformé, les spectres simulés ont des satellites larges. L'élargissement spectral n'est donc a priori pas dû à la présence du canal. Cet élargissement doit donc s'expliquer par le fait qu'en impulsion courte et à haute densité, les taux de croissance sont importants et comparables à ω_p . De plus, dans ces expériences, l'impulsion était assez longue (> 300 fs) et l'intensité assez importante ($> 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$) pour que le plasma ait été efficacement chauffé. Dans un plasma chaud, les instabilités ont certainement plus de mal à croître et à exciter une onde plasma cohérente, ce qui pourrait aussi expliquer l'élargissement spectral observé.

4.1.5 Conclusion

Nous avons observé l'existence de deux régimes. Dans le premier régime : $P/P_c = 0.8 < 1$, l'impulsion est guidée par le canal sur 3 longueurs de Rayleigh (4 mm). Une onde plasma intense ($\delta = 6\%$) est créée pendant l'interaction mais les électrons du plasma n'y sont pas piégés ni accélérés.

Dans le second régime : $P/P_c = 12 \gg 1$, l'interaction est dominée par de fortes instabilités : au début, l'instabilité Raman de côté provoque la diffusion d'ondes électromagnétiques à grands angles. Celles-ci ne sont pas piégées dans le canal. Puis l'autofocalisation guide l'impulsion le long du plasma sur 4 mm. Dans ce cas, pour des densités de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, nous avons mesuré de nombreux électrons relativistes alors que pour des densités inférieures, aucun électron relativiste n'était détecté.

Les résultats sont donc similaires à ceux du LOA² : quel que soit le régime, impulsion longue guidée dans le canal préformé ou impulsion courte autofocalisée, nous n'avons pas réussi à piéger et accélérer des électrons pour des densités inférieures à 10^{19} cm^{-3} . Pour espérer obtenir des électrons de plus de 100 MeV dans des plasmas de densité inférieures à 10^{19} cm^{-3} , il faudra donc guider l'impulsion sur de plus grandes distances.

²Pour des raisons différentes cependant : au LOA, les électrons n'étaient pas piégés aux densités inférieures à 10^{19} cm^{-3} essentiellement parce que l'impulsion ne s'autofocalisait pas à ces densités. Dans les expériences du LULI, l'impulsion est toujours guidée mais cela ne suffit pas à générer des électrons.

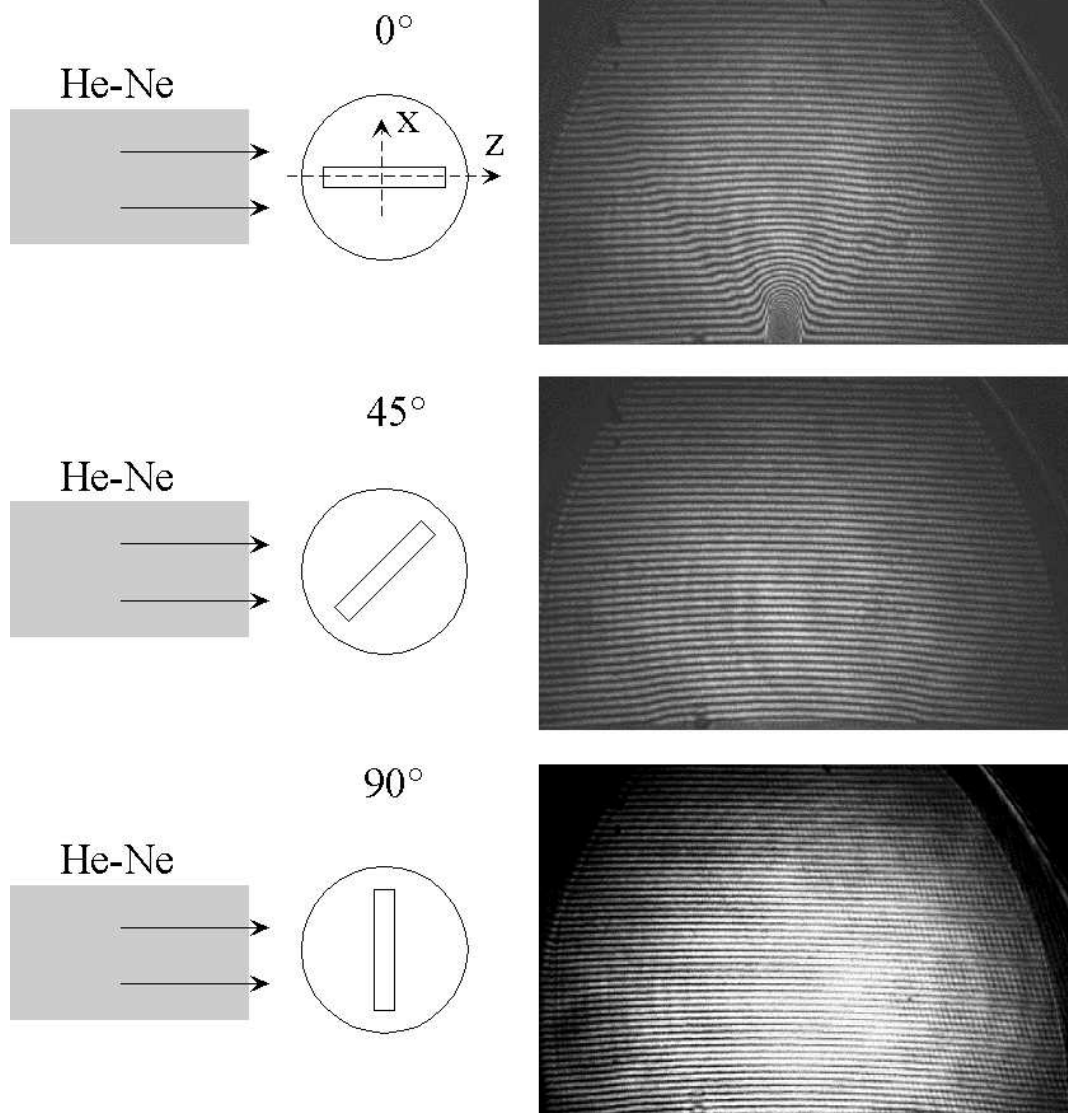


FIG. 4.7 – Photographie de la buse rectangulaire et supersonique de 20 mm.

4.2 Autofocalisation dans un jet de 20 mm

Nous avons vu dans l'expérience précédente que la présence du canal n'est pas nécessaire tant que $P/P_c > 1$. Avec le laser du LULI, on peut compter en routine sur une puissance de 30 TW à $\lambda_0 = 1.057$ nm ; l'impulsion vérifie donc $P/P_c > 1$ pour des densités allant jusqu'à $n_e \simeq 6 \times 10^{17}$ cm⁻³. L'autre condition de guidage étant $\omega_p \tau_0 > 5$, et l'impulsion du LULI ayant une durée de 350 fs, cela limite la densité à $n_e \simeq 9 \times 10^{16}$ cm⁻³. On voit donc que l'impulsion du LULI devrait être capable de rester focalisée sur de grandes longueurs pour des densités de l'ordre de 10^{18} cm⁻³, nécessaires à l'obtention d'électrons du GeV.

Dans cette expérience, nous avons tenté de générer des électrons de plus grande énergie en utilisant l'impulsion de LULI. Un des buts de cette expérience était de réaliser l'autofocalisation de l'impulsion sur une longueur de 20 mm. On espère ainsi compenser le faible taux de croissance de l'instabilité Raman avant à basse densité. Rappelons que le gain de l'instabilité Raman croît en $G \propto n_e z^{1/2}$; on voit donc que si l'on divise la densité par 2, il faut allonger la longueur d'interaction d'un facteur 4 pour obtenir un gain Raman similaire.



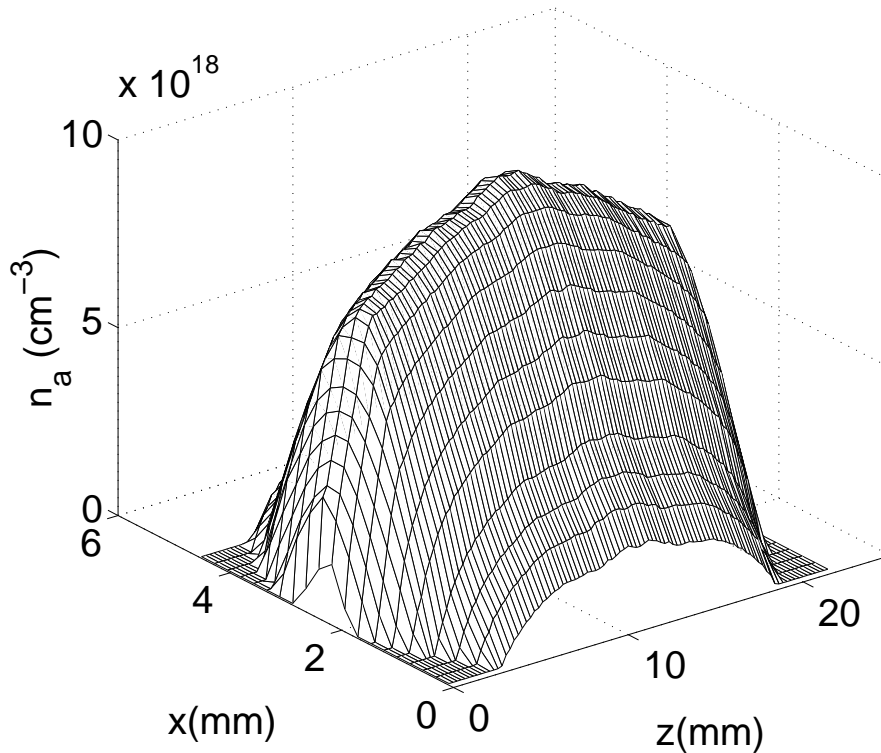


FIG. 4.9 – Profil à 3 mm au dessus de la buse rectangulaire pour un jet d'Argon avec une pression de réservoir de 50 bars.

4.2.1 Jet rectangulaire supersonique de 20 mm

Pour obtenir de grandes longueurs de plasma tout en évitant la réfraction induite par l'ionisation, nous avons consacré beaucoup d'efforts à la conception d'un jet supersonique de 2 cm de longueur. La figure 4.7 est une photographie de la buse que nous avons utilisée dans cette expérience. La forme rectangulaire de la tuyère permet d'obtenir de grandes longueurs tout en conservant une densité d'atomes suffisamment élevée en sortie de jet ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Le profil de densité d'atomes de la buse a été caractérisé par interférométrie Mach-Zehnder. Nous avons utilisé de l'Argon de façon à obtenir un décalage de franges mesurable, même pour les faibles densités atomiques. La buse n'ayant pas une symétrie cylindrique, il n'est pas possible de remonter au profil de densité atomique par une simple inversion d'Abel sur la phase obtenue à partir des interférogrammes. Il faut donc réaliser des interférogrammes pour plusieurs angles de la buse, comme cela est illustré sur la figure 4.8. En utilisant un programme d'analyse de franges [Malka *et al.*

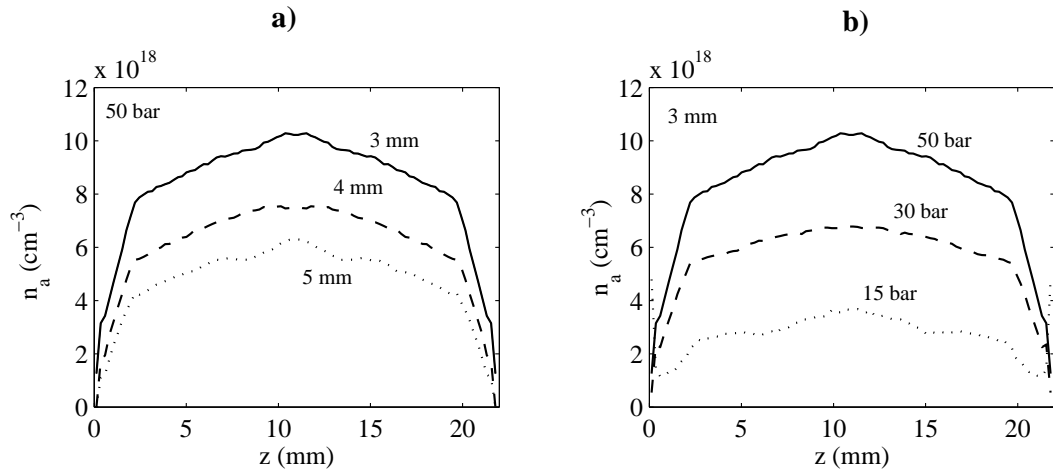


FIG. 4.10 – a) : Variation de la densité atomique pour une pression de 30 bars et pour plusieurs hauteurs par rapport à la buse. b) : variation de la densité à 3 mm de la buse en fonction de la pression du réservoir.

2000], il est possible de remonter à la phase³ pour les trois angles. Il faut finalement utiliser l'algorithme de reconstruction d'image *SART*⁴ [Andersen 1987, Santos 1999] afin d'obtenir le profil de densité dans le plan (x, z) . Sur la figure 4.9, on a représenté le profil de densité atomique obtenu après déconvolution des trois interférogrammes. La figure est un profil 3D permettant de visualiser les gradients de densité. Ces derniers s'étendent sur environ 2 mm soit 10% de la longueur totale du jet. La densité atteint alors un plateau le long duquel elle augmente lentement. Les variations de densité le long du plateau sont inférieures à 20%.

Sur la figure 4.10, on représente l'évolution de la densité atomique lorsqu'on s'éloigne de la buse. Le profil reste inchangé mais la densité atomique diminue d'autant plus que l'on s'éloigne. La figure 4.10b illustre la dépendance linéaire de la densité en sortie de buse avec la pression du réservoir.

En conclusion, nous avons parfaitement caractérisé notre jet de gaz supersonique de 20 mm. Les gradients au bord du jet sont d'environ 2 mm. Pour s'affranchir de tout problème lié à la réfraction induite par l'ionisation, il serait donc indiqué de travailler avec un faisceau laser avec une longueur de Rayleigh proche de 2 mm.

³Et donc à la densité d'atomes.

⁴SART est un acronyme pour Technique Simultanée de Reconstitution Algébrique.

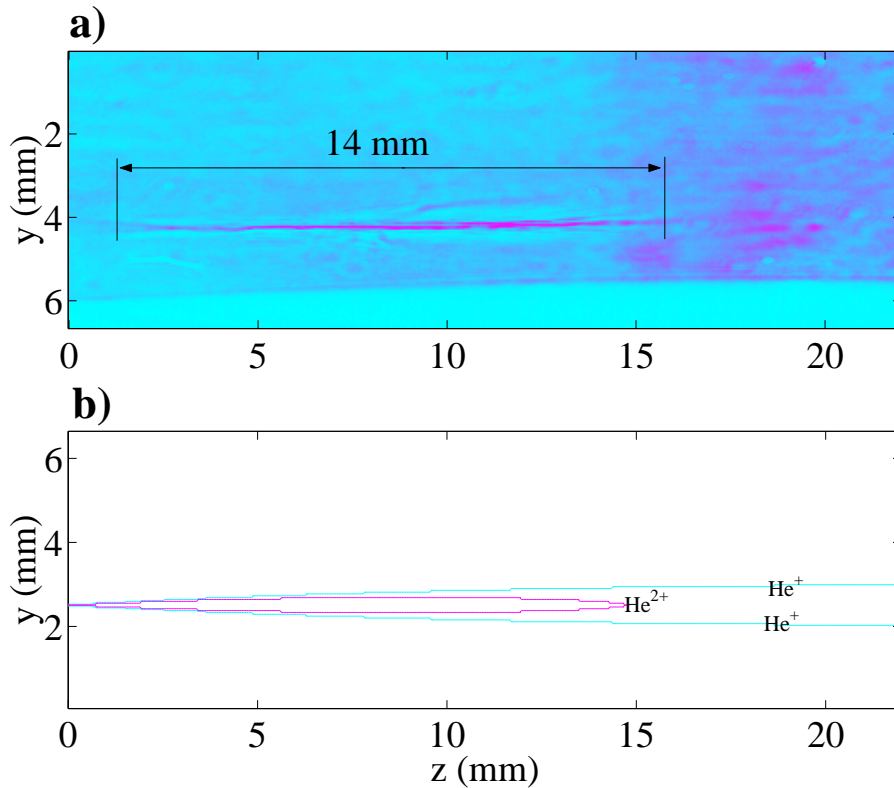


FIG. 4.11 – a) : Ombroscopie du plasma. b) : Courbes de niveaux représentant les états d'ionisation de l'Hélium sur la même échelle que a). Ces courbes ont été obtenues en supposant que le laser diffracte librement.

4.2.2 Expérience d'autofocalisation

Dans cette expérience, nous avons focalisé le laser TW du LULI dans le jet d'Hélium de 2 cm. Le dispositif expérimental est très semblable à celui de la figure 4.1. La seule différence est la parabole utilisée pour focaliser le laser : il s'agissait d'une focale de $f = 700$ mm (au lieu de $f = 1800$ mm dans l'expérience précédente). La tache focale, mesurée à 10 Hz avait un rayon de $w_0 = 10 \mu\text{m}$, soit une longueur de Rayleigh de $z_R \simeq 300 \mu\text{m}$ ($\lambda_0 = 1.057$ nm). Des intensités de $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ pouvaient alors être atteintes lorsque 20 J d'énergie étaient focalisés sur la cible. Remarquons que ces estimations ne sont pas précises car la mesure de la tache focale a été réalisée à faible puissance. Il se pourrait qu'à forte puissance, la distribution d'intensité au foyer ait été différente. Il faut donc noter qu'il existe une incertitude sur la longueur de Rayleigh réelle ainsi que sur l'intensité réelle à pleine puissance.

Autofocalisation sur 14 mm

Sur la figure 4.11a, on présente l'ombroscopie du plasma prise environ 10 ps après le passage d'une impulsion d'intensité $I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ dans le jet d'Hélium. Le laser était focalisé à 3 mm au dessus de la buse et la pression du réservoir était de 20 bars. On observe la présence d'un fin filament de plasma sur une longueur de 14 mm. La largeur du filament est de $100 \mu\text{m}$, soit la résolution de l'imagerie utilisée. Ce long filament laisse penser que le laser est resté autofocalisé sur 14 mm. D'ailleurs, pour le tir représenté ici, $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et on a donc $P/P_c \gg 1$. Sur la figure 4.11b, on a représenté les niveaux d'ionisation que l'on obtiendrait si le laser diffractait librement sans être affecté par le plasma. La distribution d'intensité est alors supposée de la forme :

$$(4.4) \quad I(y, z) = \frac{I_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp \left[-2 \frac{y^2}{w_0^2(1 + z^2/z_R^2)} \right]$$

où $I_0 = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et $w_0 = 10 \mu\text{m}$. Le plasma que l'on obtiendrait dans ces conditions serait notablement plus large que ce que l'on observe expérimentalement. Néanmoins, l'incertitude expérimentale sur I_0 et w_0 à forte puissance rend hasardeuse l'interprétation directe de la figure 4.11a.

En conclusion, il semble que le laser se soit autofocalisé sur 14 mm mais des mesures complémentaires devront être réalisées dans le futur pour confirmer ce résultat.

Spectres Raman et production d'électrons

Si l'impulsion est réellement guidée, on s'attend alors à la génération d'une onde plasma intense, voire même à la production d'électrons relativistes. Sur la figure 4.12, on a représenté le spectre de la lumière transmise à $2\omega_0$. Cette composante à $2\omega_0$ est le deuxième harmonique du laser, généré pendant l'interaction. Nous avons utilisé cette partie du spectre pour diagnostiquer les ondes plasma plutôt que le fondamental car les satellites Raman émergent beaucoup plus clairement. Les satellites Stokes et anti-Stokes permettent d'obtenir la valeur de la densité électronique : $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est en accord avec les valeurs obtenues dans la partie précédente : à 3 mm de la buse et pour une pression de 20 bars, on obtient $n_a \simeq 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui donne bien $n_e \simeq 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans le cas de l'Hélium complètement ionisé.

De plus, l'analyse du spectre de la lumière transmise montre que les satellites sont fins. Cela indique que l'on a généré une onde plasma bien définie et que le déferlement n'a pas eu lieu.

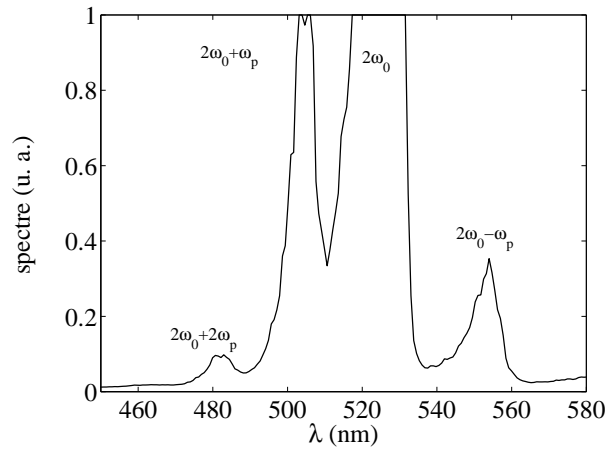


FIG. 4.12 – Spectre de la lumière transmise à $2\omega_0$. Présence de multiples satellites Stokes et anti-Stokes donnant une densité de $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons mesuré des électrons d'énergie allant de 0 à 20 MeV en utilisant le spectromètre à électrons. Cependant, le nombre de tirs limité⁵ ne nous a pas permis de réaliser une statistique suffisante pour obtenir un spectre d'électrons.

4.2.3 Conclusion

En conclusion nous avons développé et complètement caractérisé un jet de gaz supersonique rectangulaire de 2 cm de long. Cet instrument pourra être utilisé dans le futur pour les expériences de guidage sur de longues distances. Les gradients de densité sont suffisamment raides (2 mm) pour permettre d'éviter les effets néfastes de l'ionisation à condition d'utiliser un laser avec une longueur de Rayleigh suffisamment grande.

Une première expérience a été réalisée dans ce jet de gaz avec le laser du LULI. Il semble que nous ayons réalisé l'autofocalisation du laser sur 14 mm mais ce résultat reste à confirmer. Cette expérience pourrait être complétée en utilisant des diagnostics plus sophistiqués. Par exemple, le guidage et les ondes plasma relativistes pourraient être étudiés plus précisément en utilisant la diffusion Thomson d'un faisceau sonde à 90° (voir par exemple la référence Clayton *et al.* [1998]). On pourrait ainsi obtenir une mesure de l'amplitude des ondes plasma résolue spatialement le long de l'axe de propagation du laser. Dans le futur, les spectres d'électrons devront être étudiés en détail.

⁵Nous ne disposons que de deux semaines de temps laser.

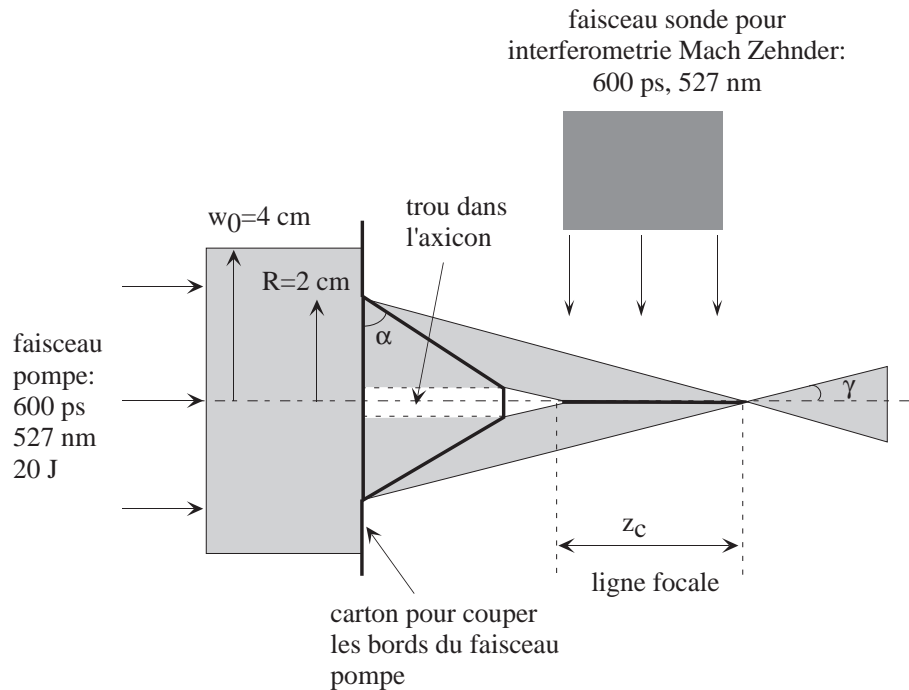


FIG. 4.13 – Schéma de l'expérience de création de plasmas de grandes longueurs avec un axicon.

4.3 Création de plasmas longs avec un axicon

Dans la section 4.1, nous avons vu qu'une impulsion longue focalisée dans un gaz à des intensités de $\sim 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ provoque la création d'un canal par expansion hydrodynamique du plasma. Cette méthode n'est cependant probablement pas adaptée à la création d'un canal centimétrique car il faudrait que l'impulsion longue reste focalisée sur une très grande longueur. De plus, l'impulsion se transforme et est absorbée au cours de sa propagation. Le profil de la fin du canal pourrait donc être différent du profil de l'entrée du canal.

L'utilisation d'une lentille axiconique [McLeod 1960, Korobkin *et al.* 1986], ou axicon, permet de contourner certains de ces inconvénients. Des axicons ont déjà été utilisés pour créer des guides de plasmas de 2 cm de long dans des enceintes remplies de gaz [DurfeeIII *et al.* 1995, Clark & Milchberg 1997]. Cependant, la réfraction induite par l'ionisation dans une enceinte remplie de gaz peut causer des problèmes pour la focalisation ultérieure de l'impulsion courte. Aussi, dans l'expérience décrite ci-dessous, nous avons focalisé le laser dans un jet de gaz rectangulaire de 1 cm à l'aide d'un axicon.

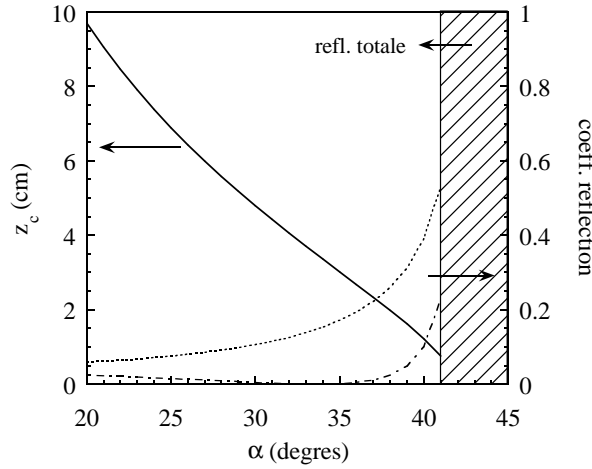


FIG. 4.14 – *Trait plein* : longueur de la ligne focale en fonction de l'angle de l'axicon pour $R = 2$ cm et $\lambda_0 = 527$ nm. *Trait pointillé (point-trait)* : coefficient de réflexion de l'énergie en polarisation p (s).

4.3.1 Focalisation par un axicon

Le schéma sur la figure 4.13 rappelle le principe de fonctionnement d'une lentille axiconique. Une telle optique permet la focalisation de l'impulsion laser sur une ligne focale de longueur z_c :

$$(4.5) \quad z_c = R_0 \left(\frac{1}{\tan \gamma} - \tan \alpha \right)$$

où $R_0 < R$ est le rayon du faisceau laser et R le rayon de l'axicon ; α est l'angle de l'axicon et $\gamma = \arcsin(n \sin \alpha) - \alpha$ (n est l'indice de réfraction de l'axicon). Ces grandeurs sont représentées sur la figure 4.13. Le rayon de la ligne focale ainsi obtenu est de l'ordre de la limite de diffraction :

$$(4.6) \quad r_c = \frac{\lambda_0}{2\pi \tan \gamma}$$

La distribution longitudinale de l'énergie le long de la ligne focale dépend du profil spatial de l'impulsion. Par exemple, pour une impulsion dont le rayon R_0 sur l'axicon est tel que $R_0 < R$, on peut calculer l'intégrale de Fresnel du problème⁶. Si l'on suppose que le front d'onde est parfaitement plat et que le faisceau laser a une intensité du type $I(r) = I_0 \exp[-2(r/R_0)^{2m}]$, la distribution d'intensité s'écrit [Korobkin *et al.* 1986] :

$$(4.7) \quad I(r, z) = I_0 z \frac{\pi R_0}{2r_c z_c} \exp[-2(z/z_c)^{2m}] J_0^2[r/r_c]$$

⁶Les résultats exposés ici ne sont valables que dans le cadre de l'approximation paraxiale. Celle-ci n'est strictement valable que pour de petits angles α de l'axicon

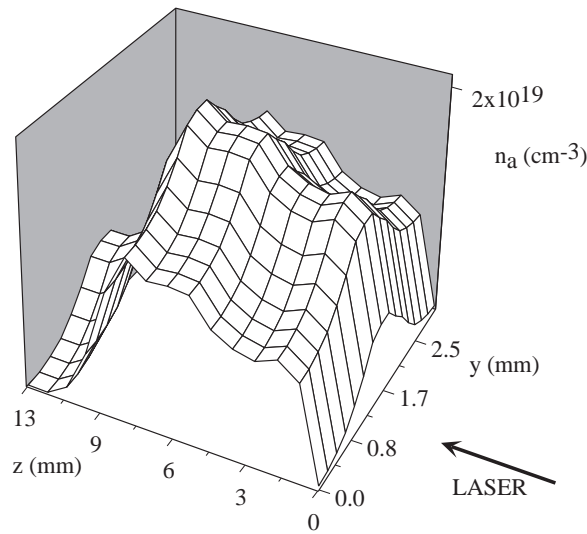


FIG. 4.15 – Profil de la densité de neutres du jet supersonique rectangulaire de 1 cm pour une pression du réservoir de 100 bars. z est la direction de propagation du laser et y la dimension transverse.

où m est l'ordre de la gaussienne ; $m = \infty$ correspond à un profil d'intensité uniforme.

Pour choisir les paramètres appropriés de l'axicon, il faut considérer plusieurs critères : l'énergie laser dont on dispose, la longueur de plasma recherchée. . . Les paramètres de l'axicon peuvent être choisis de la façon suivante : $R = w_0$. L'angle α permet alors d'ajuster la longueur de la ligne focale que l'on désire. Cependant, lorsque α augmente, les pertes d'énergie dues aux réflexions sur la face de sortie de l'axicon deviennent de plus en plus importantes. Il faut alors trouver un compromis. Sur la figure 4.14, on a représenté la longueur de la ligne focale en fonction de α pour un rayon d'axicon de $R = 2$ cm. Les coefficients de réflexion de l'énergie sont également tracés en pointillés. Nous avons donc choisi un angle de 35° , ce qui permet de minimiser les pertes par réflexion et d'obtenir une longueur focale de 3 cm : assez courte pour conserver une intensité relativement forte le long de la ligne focale.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental est décrit sur le schéma de la figure 4.13. Un axicon en verre, de 2 cm de rayon et avec un angle de 35° était utilisé pour focaliser un des six bras du laser nanoseconde du LULI dans un jet de gaz supersonique rectangulaire de 1 cm de longueur. Le profil du jet avait été caractérisé avant l'expérience et il est représenté sur la figure 4.15.

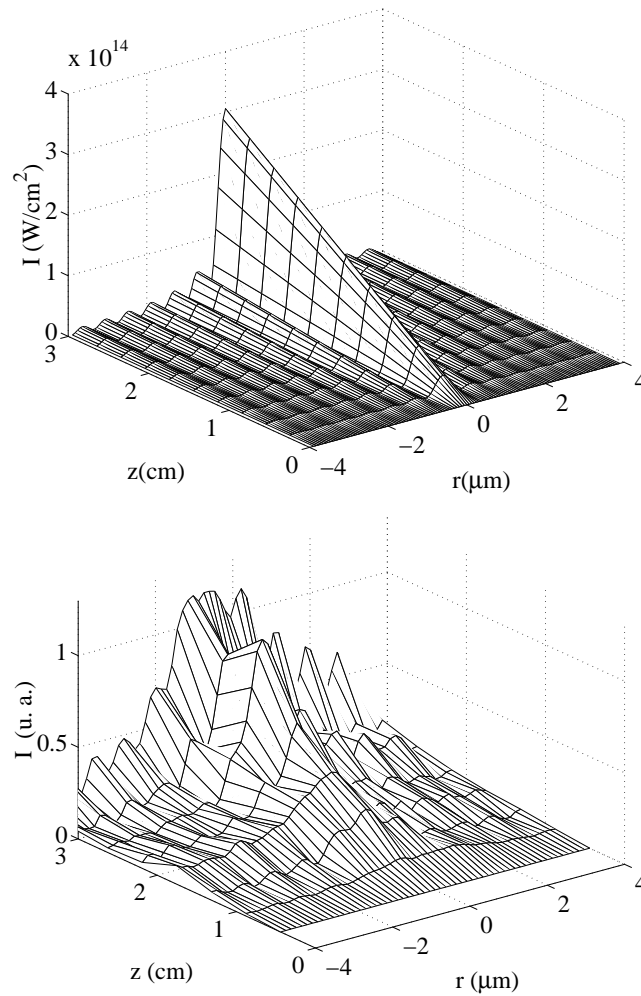


FIG. 4.16 – a) : distribution d'intensité théorique correspondant aux paramètres de l'expérience. Distribution spatiale uniforme, $U = 5 \text{ J}$, $\alpha = 35^\circ$, $\lambda_0 = 527 \text{ nm}$. b) distribution d'intensité mesurée avec un laser He-Ne à 532 nm .

Les paramètres du faisceau pompe étaient $\tau_0 = 600 \text{ ps}$, $U = 20 \text{ J}$ à 527 nm . Le rayon de l'axicon n'étant que de 2 cm , l'énergie vraiment disponible était de $U = 5 \text{ J}$. Le profil du faisceau était uniforme et la distribution d'intensité que l'on attend est représentée sur la figure 4.16a. Sur la figure 4.16b, on a représenté la distribution d'intensité mesurée avec un laser He-Ne à 532 nm . On constate que la ligne focale s'étend bien sur plusieurs centimètres. L'intensité de la ligne focale était estimée à partir de la formule 4.7 à $I \simeq 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Cette valeur est probablement supérieure à la valeur réelle car dans l'expérience, le front d'onde du laser n'étant pas plat, le rayon de la

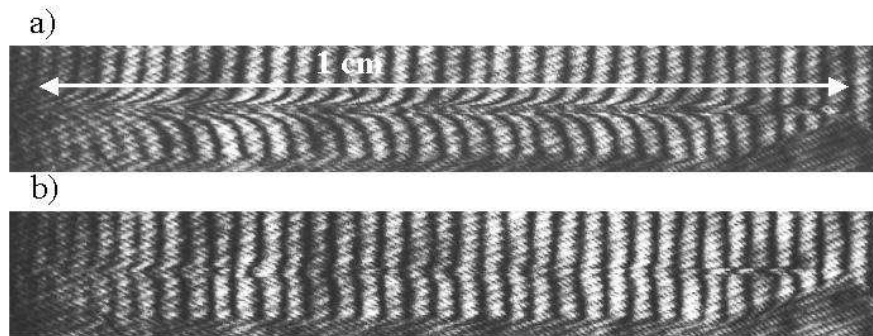


FIG. 4.17 – *Interférogrammes de plasmas de 1 cm obtenus en focalisant avec un axicon une impulsion d'intensité estimée à $7 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ dans un jet d'Argon. a) : $P = 50 \text{ bars}$, $n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. b) : $P = 25 \text{ bars}$, $n_e > 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.*

tache focale est certainement plus grand que r_c .

La création du plasma était étudiée par interférométrie Mach Zehnder : un faisceau sonde de 600 ps à 527 nm était envoyé sur le plasma, perpendiculairement au faisceau pompe. Le plasma était ensuite imagé sur une caméra 16 bits afin d'enregistrer les interférogrammes. Plusieurs gaz ont été utilisés pour créer le plasma. Les interférogrammes obtenus avec un gaz d'Argon, sont présentés sur la figure 4.17. Pour une pression du réservoir de 50 bars, les franges sont très clairement déviées sur toute la longueur du jet. Nous avons réussi à obtenir un plasma de 1 cm à relativement haute densité ($n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). A 25 bars, la densité électronique est certainement plus faible car les franges sont moins déviées. Néanmoins, encore une fois, le jet est ionisé dans toute sa longueur. La résolution spatiale étant trop faible, nous n'avons pas été capables de reconstituer le profil transverse du canal ainsi créé. De plus, le faisceau sonde étant long (600 ps), il n'était pas vraiment possible d'étudier l'évolution du canal en fonction du temps.

Notons que dans l'Hélium, il était impossible de créer un plasma. Ceci est dû au mécanisme d'ionisation : tout d'abord les premiers électrons sont créés par ionisation multiphotonique, puis ils sont chauffés par Bremsstrahlung inverse ce qui donne lieu à une ionisation en avalanche. L'ionisation multiphotonique doit prendre place suffisamment tôt pour que l'ionisation collisionnelle ait le temps de se développer. Les temps caractéristiques d'ionisation multiphotonique sont donnés sur la figure 4.18 pour différents types de gaz. On constate que pour l'Hélium, à $I = 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, le temps d'ionisation multiphotonique est supérieur à la nanoseconde. Pour une impulsion de 600 ps, l'ionisation ne peut avoir lieu. Au contraire dans le cas de l'Ar-

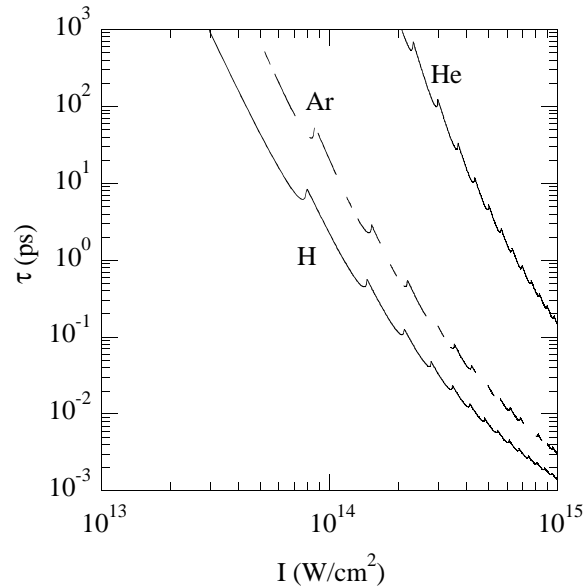


FIG. 4.18 – Temps d'ionisation multiphotonique pour différents gaz et $\lambda_0 = 530$ nm.

gon le temps d'ionisation multiphotonique est de l'ordre de la picoseconde ce qui permet de créer les premiers photo-électrons avant le maximum de l'impulsion.

On voit d'ors et déjà l'avantage que constituerait l'utilisation de l'hydrogène pour de futures expériences : les temps d'ionisation sont seulement de quelques picosecondes pour nos intensités. De plus utiliser l'hydrogène permettrait d'obtenir un plasma complètement ionisé ce qui diminue la réfraction due à l'ionisation.

4.3.3 Conclusion

Nous avons réussi à créer un plasma de 1 cm dans un jet d'Argon à des densités supérieures à 10^{19} cm⁻³. Il nous reste à caractériser le profil de densité transverse du plasma afin d'évaluer dans quels régimes il est possible de créer un canal de plasma. Pour cela, il faudra certainement disposer d'un faisceau sonde court synchronisé avec le laser de création. En utilisant l'hydrogène, on pourra également obtenir par la même méthode des plasmas complètement ionisés. Il serait également intéressant de savoir jusqu'à quelle densité on est capable de descendre puisque l'accélération de particules jusqu'au GeV requiert des densités de l'ordre de 10^{18} cm⁻³.

4.4 Conclusion sur le guidage

Dans ce chapitre nous avons décrit plusieurs expériences préliminaires dont le but est d'augmenter les performances de l'accélérateur laser-plasma afin d'obtenir des électrons de l'ordre du GeV. Pour ce faire, il faut guider l'impulsion dans un plasma de quelques 10^{18} cm^{-3} sur 2 cm et générer des ondes plasma intenses sur la même distance.

Nous avons donc étudié la propagation d'une impulsion intense dans un canal préformé. Nous avons identifié deux régimes de propagation et d'interaction. La transition entre ces deux régimes était déterminée par la valeur du rapport P/P_c . De plus, les résultats obtenus ont montré que le guidage sur 4 mm n'était pas suffisant pour générer des électrons relativistes à des densités plus faibles que 10^{19} cm^{-3} .

Nous avons alors développé et caractérisé des jets de gaz supersoniques rectangulaires permettant d'atteindre les longueurs d'interaction désirées. En utilisant un tel jet, on a également montré que les impulsions du LULI peuvent rester autofocalisées sur 14 mm. Ce résultat demande néanmoins confirmation.

Finalement, la dernière expérience a montré qu'il était possible de créer des plasmas centimétriques dans un jet de gaz en utilisant une lentille axiconique pour focaliser le laser. Ces résultats sont de bon augure pour la formation de longs canaux de plasma. Ce sera probablement cette voie qu'il faudra suivre pour guider des impulsions courtes sur de grandes longueurs et dans des plasmas peu denses.

Conclusion

Résultats obtenus pendant la thèse

De nombreux résultats expérimentaux ont été obtenus pendant ce travail de thèse. Tout d'abord, une étude détaillée des instabilités Raman et d'autofocalisation dans le régime des impulsions courtes a été réalisée sur le laser du LOA. A l'aide d'impulsions picosecondes chirpées, il a été possible d'obtenir une résolution temporelle sur la croissance des instabilités Raman. Nous avons ainsi montré que le Raman avant est important en fin d'impulsion alors que le Raman arrière a lieu plutôt en début d'impulsion. Nous avons également étudié l'autofocalisation en impulsion très courte (régime relativiste) et en impulsion picoseconde (régime pondéromoteur). Nous avons montré que pour les régimes considérés ($P > P_c$), les impulsions de durée comparables à ω_p^{-1} ne s'autofocalisent pas en raison de la réponse du plasma. L'étude de ces phénomènes est d'un intérêt crucial pour la compréhension de la physique de l'accélération laser-plasma dans le régime relativiste.

La génération d'une source d'électrons relativistes a été étudiée en détail dans le régime du sillage automodulé. Nous avons obtenu 4×10^{10} électrons avec des énergies distribuées selon une maxwellienne. Nous avons identifié le rôle des différents paramètres de l'interaction dans la production des électrons. En particulier, il est possible de régler la distribution des électrons en modifiant la densité du plasma : la température des électrons augmente quand la densité diminue (jusqu'à un seuil à 10^{19} cm^{-3}). Des électrons de 70 MeV ont été détectés. Une divergence angulaire des électrons de $\alpha_{1/e} = 8^\circ$ a été mesurée pour les électrons de 5 MeV. La divergence des électrons de hautes énergies reste inconnue et ce paramètre primordial devra être mesuré dans de prochaines expériences.

Des expériences préliminaires très prometteuses sur le guidage d'impulsions ultra-intenses ont été réalisées au LULI . Nous avons montré qu'une impulsion non autofocalisée pouvait être guidée dans un canal de plasma préformé sur une distance de 4 mm. Nous avons également développé et complè-

tement caractérisé un jet de gaz supersonique rectangulaire de 2 cm qui permettra de réaliser des expériences de guidage et d'accélération sur de longues distances. Dans ce jet de 2 cm, nous avons probablement observé des indices de l'autofocalisation d'une impulsion ultra-intense ($I = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) sur une distance de 14 mm, dans un plasma de $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces conditions étaient donc proches de celles nécessaires à l'obtention d'électrons accélérés jusqu'à 1 GeV. Cependant, ces premiers résultats requièrent une étude expérimentale plus détaillée. Nous avons également créé des plasmas longs dans des jets de gaz centimétriques en utilisant un axicon pour focaliser l'impulsion laser. Ces longs plasmas seront utilisés par la suite pour guider des impulsions courtes et intenses sur des distances centimétriques.

Finalement, bien que je ne l'aie pas mentionné dans le manuscrit, j'ai aussi réalisé au cours de ma thèse des expériences sur la chaîne nanoseconde du LULI. Le but de ces études en impulsions longues était de créer des plasmas homogènes et de grandes dimensions, puis de les caractériser en température et densité. Un effort particulier a été porté à la mesure de la dynamique de l'ionisation et dans certains cas à la mesure d'un front d'ionisation. La production de plasmas homogènes parfaitement contrôlés est d'un intérêt crucial pour la réalisation d'expériences propres d'interaction ou de physique atomique, et peuvent servir à valider les codes utilisés dans les simulations pour la fusion par confinement inertiel. Les publications résultant de ce travail sont présentées dans l'annexe [D](#).

Perspectives

Ce travail s'inscrit dans un vaste contexte scientifique : l'interaction laser-plasma, l'accélération de particules et toutes les disciplines adjacentes. Dans cette partie je vais essayer considérer les perspectives qu'ouvrent les résultats obtenus et la façon dont ils s'insèrent dans les projets à long terme.

Application de la source d'électrons

Dans cette thèse, nous avons démontré que l'on pouvait générer une source d'électrons maxwellienne, réglable et à haut taux de répétition. Notre source diffère énormément des sources de particules habituelles qui sont presque systématiquement monocinétiques. En réalité cette distribution maxwellienne a un caractère réellement unique et on peut certainement tirer un avantage de cette particularité. A partir de la source d'électrons, on sait générer des rayons γ par Bremsstrahlung dans des cibles solides à Z élevés. Les γ ainsi

créés auront également une distribution maxwellienne en énergie, très semblable à celle des électrons. On peut utiliser ces γ pour créer des neutrons par réaction nucléaire (γ, n) dans un matériau correctement choisi. Les neutrons ainsi obtenus posséderont également une distribution à spectre large. Ces faisceaux de particules (électrons, γ , neutrons) à distribution maxwellienne pourraient se révéler très intéressants pour l'astrophysique : dans les étoiles, on dispose d'un bain de particules qui interagissent. Ces particules n'ont bien évidemment pas des vitesses monocinétiques mais plutôt des distributions en énergie qui se rapprochent plus de la maxwellienne. En produisant de telles conditions en laboratoire, peut-être sera-t-il possible d'étudier des phénomènes peu connus jusqu'à présent, comme certaines étapes de la nucléosynthèse par exemple.

A partir de notre source, on peut également générer une source X intense de quelques keV et à spectre large. Cette largeur spectrale de la source X peut être d'un grand intérêt pour la diffraction X, en physique du solide, en biologie et certainement dans d'autres domaines encore. Pratiquement, une telle source peut être obtenue par diffusion Thomson d'une impulsion laser intense sur un faisceau d'électrons relativistes [Kim *et al.* 1994, Schoenlein *et al.* 1996].

Ajoutons pour finir que notre source semble bien adaptée à l'activation nucléaire. Remarquons tout de même que pour l'instant, l'activation nucléaire n'a été utilisée que comme diagnostic de la source d'électrons [Santala *et al.* 2001]. L'utilisation d'une cible de jet de gaz plutôt qu'une cible solide permet de générer d'avantage d'électrons d'énergies supérieures à 10 MeV, ce qui est avantageux pour l'activation nucléaire. Santala *et al.* [2001] ont ainsi montré que l'on peut obtenir des activités de 30 kBq par tir avec Vulcan, le laser du Rutherford. Si un tel laser fonctionnait à 10 Hz, il suffirait de 3 secondes pour obtenir une activité du MBq. Des études plus détaillées sont encore nécessaires afin de savoir si notre accélérateur laser-plasma pourrait être compétitif sur un plan industriel pour la production de radio-isotopes. En particulier, l'évolution rapide du taux de répétition des lasers pourrait rendre cette méthode d'autant plus attrayante.

Une autre particularité de cette source d'électrons est qu'elle est potentiellement courte : si l'on parvient à filtrer les électrons de basses énergies (inférieures à 20 MeV par exemple), on devrait être capable d'obtenir une impulsion électronique de durée inférieure à 500 fs. Cette impulsion d'électrons serait parfaitement synchronisée avec un laser femtoseconde, ce qui est idéal pour réaliser des expériences du type pompe-sonde⁷. De telles expériences

⁷Notons qu'il n'existe pas pour l'instant d'accélérateur conventionnel qui délivre de

pourraient se révéler particulièrement intéressantes en physique du solide, en chimie ou biochimie.

Futur des accélérateurs laser-plasma

D'un autre côté, de nombreuses applications des sources de particules requièrent des faisceaux très monocinétiques et de très bonne qualité optique. C'est le cas par exemple de la physique nucléaire où l'énergie des particules doit être très stable et très bien connue afin de réaliser des mesures précises de sections efficaces. C'est aussi le cas des applications médicales : un faisceau monocinétique permet une irradiation plus contrôlée du patient. De même, si l'on veut se servir de notre source comme d'un injecteur, seule une partie monocinétique du spectre des électrons sera utile. Il va donc falloir travailler dans ce sens pour améliorer les performances de notre accélérateur et le rendre monocinétique.

On pourrait imaginer de concevoir une lentille magnétique qui ne sélectionnerait qu'une petite partie du spectre de la source d'électrons. On obtiendrait par exemple 3×10^7 électrons à 20 ± 0.5 MeV et 7×10^5 à 50 ± 0.5 MeV. Le nombre d'électrons obtenu de cette manière est un peu faible ; l'idéal serait d'avoir $10^9 - 10^{10}$ électrons dans un paquet monoénergétique.

En réalité, on obtient des distributions maxwelliennes parce que le piégeage des particules dans l'onde plasma est aléatoire. En contrôlant le mécanisme de piégeage, on devrait pouvoir résoudre ce problème. Il faudrait donc injecter des électrons dans l'onde plasma, mais la durée initiale du paquet d'électrons devrait être inférieure à ω_p^{-1} , de sorte que les particules soient soumises au même champ accélérateur. C'est seulement si cette condition est remplie que le faisceau d'électrons accélérés sera monocinétique. Dans l'état actuel des choses, il n'existe pas de sources d'électrons suffisamment courtes pour satisfaire à un tel critère. Cependant, des études sont en cours pour la conception d'un photo-injecteur de 50 fs [van der Wiel 2001]. Une autre solution est de réaliser l'injection des électrons optiquement. Des schémas basés sur cette idée ont été proposés par plusieurs groupes [Umstadter *et al.* 1996b, Esarey *et al.* 1997a] : il s'agit d'utiliser un faisceau laser pour créer l'onde plasma et un autre faisceau laser ultra-court afin d'injecter des électrons dans l'onde à un instant donné. Les premières estimations montrent qu'il serait possible d'obtenir ainsi des faisceaux d'électrons monocinétiques et de durée de quelques femtosecondes seulement ! A court terme, le développement d'un accélérateur monocinétique me paraît donc primordial. Cela permettra aux

telles impulsions électroniques parfaitement synchronisées avec un laser ultra-court.

accélérateurs laser-plasma de devenir de réels outils car en plus de leur compacité ils auront de nombreux avantages pour les scientifiques : un paquet d'électrons femtoseconde, un laser femtoseconde parfaitement synchronisé au faisceau d'électrons.

Un autre point très important est l'augmentation de l'énergie des électrons. Si l'on arrive à obtenir des électrons de 1 GeV sur des distances de deux centimètres, à nouveau, les accélérateurs laser-plasma deviendront très compétitifs pour remplacer les gros instruments que sont les accélérateurs synchrotrons utilisées dans les universités. Cela permettrait de démocratiser ces sources de particules et de rayonnement qui sont si utilisées par les scientifiques de nombreux domaines. Pour l'instant, le coût d'un tel système est celui du laser, soit 10 MF pour le laser du LOA⁸. Cependant on peut s'attendre à une baisse importante des prix de la technologie laser dans les prochaines années, en particulier en raison de l'apparition imminente de systèmes lasers pompés exclusivement par diodes.

Perspectives sur le guidage

Pour arriver à augmenter l'énergie des électrons, il faut guider l'impulsion laser sur quelques centimètres. Le guidage dans les canaux de plasmas sur des distances de 2 cm dans des plasmas de densité 10^{18} cm^{-3} paraît réalisable dans un futur proche. Tout d'abord nous disposons de jets supersoniques de 2 cm et outre nos résultats sur la formation de plasmas longs avec un axicon, d'autres groupes [Volfbeyn *et al.* 1999, Gaul *et al.* 2001] ont montré la faisabilité du guidage d'impulsions intenses dans de tels plasmas. Les canaux de plasmas sont avantageux car ils sont créés optiquement par des impulsions assez longues (100 ps) et devraient donc être stables. Ils permettent de plus d'accéder à un haut taux de répétition. Pour les distances de guidage plus importantes (>10 cm), les expériences réalisées au LULI (auxquelles j'ai aussi participé) en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP) ont montré que l'on pouvait guider des impulsions de $5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ dans des capillaires de 12 cm. Le guidage sur de telles longueurs dans un capillaire rempli d'un gaz basse pression (donnant un plasma $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ne semblait pas poser de problèmes et permettrait donc de réaliser des expériences de sillage classique. L'inconvénient des capillaires réside dans le fait qu'ils sont détruits à chaque tir et par conséquent, ils ne permettent pas pour l'instant de travailler à haute répétition.

⁸Rappelons ici le prix d'un accélérateur commercial : 500 kF pour 10^{10} électrons de 5 MeV, monocinétiques à 0.1%, le tout occupant un volume de moins de 2m^3 .

Pour compléter ces avancées sur le guidage, il faudrait maintenant réaliser des expériences (accélération de particules, laser X, génération d'harmoniques...) dans ces guides afin de prouver que les performances peuvent véritablement être améliorées.

Pour finir, je tiens à insister sur le fait que l'accélération de particules dans les plasmas est un domaine en plein essor depuis les dix dernières années. Quasiment tous les laboratoires équipés de lasers terawatt travaillent actuellement sur la production d'électrons relativistes. Le potentiel de cette recherche est tel qu'en Amérique du Nord, de nombreux nouveaux groupes se créent et construisent des lasers pour s'y consacrer pleinement. Aux États-Unis, un projet de grande envergure a débuté au SLAC, à Stanford : l'expérience E-157 [Hogan *et al.* 2000]. Son but est d'utiliser un faisceau d'électrons de 30 GeV pour exciter une onde de sillage dans un plasma de 1 mètre. Les électrons accélérés dans cette onde pourraient ainsi gagner plusieurs GeV par mètres. L'Europe a également assisté à l'émergence de nouveaux groupes dédiés à l'accélération de particules. Un réseau européen se développe actuellement autour de nouveaux concepts d'accélération. Le but serait de réaliser une source synchrotron compacte délivrant un faisceau monocinétique ($\Delta\gamma/\gamma < 10^{-3}$) de 1 GeV, 1 nC, de durée 100 fs et d'émittance π .mm.mrad. L'accélération laser-plasma pourrait être un bon candidat mais on voit déjà quel niveau de complexité les expériences atteindront : il faudra combiner les concepts d'accélération dans le plasma, de guidage sur quelques centimètres et probablement d'injection optique. Les efforts investis devront donc être à la mesure d'un projet d'une telle ambition.

Annexe A

Modèle 1D d'ionisation tunnel

Le modèle présenté ci-dessous est basé sur un modèle développé par [Rae & Burnett \[1992\]](#). Ce modèle permet de calculer l'ionisation d'un gaz dans le régime tunnel ($\gamma_K < 1$) ainsi que les effets temporels associés. La réfraction due à l'ionisation n'est pas prise en compte car il s'agit d'un modèle monodimensionnel. Le modèle n'est pas relativiste et n'est en principe strictement valable que pour des intensités non relativistes $I < 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Finalement, la réponse du plasma ne comprend que le terme de courant transverse lié à l'oscillation des électrons dans l'onde ; la force pondéromotrice étant ainsi négligée, on ne peut rendre compte ni des instabilités laser-plasma (Raman avant ou arrière), ni de la génération d'ondes plasma. Ce modèle est donc simple et nous donne essentiellement une information : la modification du spectre de l'impulsion le long de la propagation dans le gaz. Un modèle plus complet et traitant les problèmes ici négligés a été développé [[Mora & Antonsen 1997](#)] et utilisé pour écrire le code WAKE.

A.1 Modèle

La propagation de l'impulsion est décrite par l'équation d'onde sur le champ électrique :

$$(A.1) \quad \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial j_{\perp}}{\partial t}$$

Où j_{\perp} est le courant transverse :

$$(A.2) \quad j_{\perp} = -en_e v_{\perp}$$

La vitesse transverse des électrons est donnée simplement par l'équation fluide du mouvement, où on a négligé la force pondéromotrice :

$$(A.3) \quad \frac{\partial v_{\perp}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E$$

Avant ionisation, $n_e = 0$ et le terme de courant est nul, la propagation du laser dans le gaz est alors assimilée à la propagation dans le vide.

On obtient la densité électronique en résolvant les équations d'évolution des populations et en utilisant les taux d'ionisation tunnel ADK [[Ammosov et al. 1986](#)] :

$$(A.4) \quad \begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t} &= -R_1(E)n_0 \\ &\vdots \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= R_i(E)n_{i-1} - R_{i+1}(E)n_i \\ &\vdots \\ \frac{\partial n_Z}{\partial t} &= R_Z(E)n_{Z-1} \\ n_e &= \sum_{Z_i=1}^Z Z_i n_i \end{aligned}$$

où n_0 est la densité de neutres, n_i est la densité de l'ion de charge Z_i , et Z est la charge maximale de l'atome totalement ionisé. Les coefficients R_i sont les taux d'ionisation ADK pour l'apparition de l'espèce Z_i .

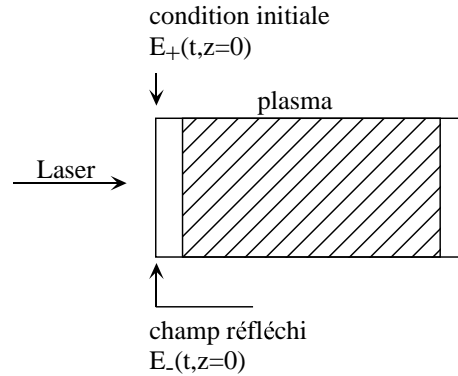
La résolution des équations [A.1](#), [A.2](#), [A.3](#), [A.4](#) permet donc de résoudre ce problème.

A.2 Résolution numérique

La boîte de simulation est constituée d'une lame de plasma entourée à droite et à gauche d'une lame de vide sur quelques μm (voir figure [A.1](#)) ; cela permet de définir plus commodément les conditions de bord.

On définit le champ comme la somme d'un champ qui se propage vers l'avant et d'un champ réfléchi :

$$E(t, z) = E_+(z - ct) + E_-(z + ct) = E_+(\xi) + E_-(\zeta)$$

FIG. A.1 – *Forme de la boîte de simulation.*

A gauche, on veut permettre la présence d'un champ réfléchi ; les conditions à gauche peuvent alors s'écrire :

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 2 \frac{dE_+}{d\xi}$$

où on impose le champ entrant sous la forme :

$$E_+(\xi) = E_0 \exp \left[2 \ln 2 (1 + iC) \frac{\xi^2}{c^2 \tau_0^2} \right] e^{-ik_0 \xi}$$

où C est le paramètre de chirp de l'impulsion (si $C = 0$, l'impulsion est alors limitée par sa transformée de Fourier). A droite, on veut une condition d'onde sortante, ce qui s'écrit $E_- = 0$:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 2 \frac{dE_-}{d\zeta} = 0$$

La résolution du problème est réalisée en discrétisant les équations en utilisant un algorithme explicite. La stabilité de l'algorithme est assurée si le pas de temps vérifie $dt \leq dz/c$. Le pas en espace est pris de façon à résoudre la longueur d'onde laser : $dz = \lambda_0/16$.

Annexe B

Calcul spatio-temporel du Raman avant

On peut commencer le calcul à partir des équations d'onde 1.48 et 1.49 démontrées au chapitre 1 :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2c \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \psi} - c^2 \nabla_{\perp}^2 \right) \mathbf{a} &= -\omega_p^2 (1 + \delta) \mathbf{a} \\ \left[\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + c \frac{\partial}{\partial \psi} \right)^2 \right] \delta &= - \left(\omega_p^2 + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2c \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \psi} - c^2 \nabla_{\perp}^2 \right) \frac{a^2}{2} \end{aligned}$$

Le calcul présenté consiste alors à exprimer les solutions sous forme d'ondes planes. Implicitement, cela signifie que l'on regarde les solutions pour $\omega_p \tau_0 \gg 1$. On peut alors décomposer le champ laser \mathbf{a} en une onde pompe a_0 , une onde Stokes a_- et anti-Stokes a_+ . On peut aussi décomposer δ comme suit :

$$\begin{aligned} a &= \frac{a_0}{2} e^{i\theta_0} + \frac{a_-}{2} e^{i\theta_-} + \frac{a_+}{2} e^{i\theta_+} + c.c. \\ \delta &= \delta_d + \frac{\delta_s}{2} e^{i\theta} + c.c. \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} \theta_0 &= k_0 z - \omega_0 t \\ \theta &= kz + \mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r} - \omega t \\ \theta_{\pm} &= -[k_{\pm} \psi + (\omega_{\pm} - ck_{\pm}) \tau] + \mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r} \end{aligned}$$

Où on fait l'hypothèse que k et ω sont réels. On a également $a_{\pm} \ll 1$, $\delta_s \ll 1$.

En linéarisant les équations d'onde, on arrive à des équations intermédiaires sur l'évolution de l'onde Stokes, anti-Stokes et l'onde plasma. On fait l'hypothèse que l'onde Stokes vérifie l'équation de dispersion $D_+ = 0$ alors que l'onde anti-Stokes ne la vérifie pas ; $D_- = \Delta = -2\omega_p^4/\omega_0^2 - 2c^2k_\perp^2$. D_\pm est l'équation de dispersion des ondes EM :

$$(B.1) \quad D_\pm = (\omega^2 - c^2k^2) \pm (2\omega\omega_0 - 2c^2kk_0) - c^2k_\perp^2$$

Lorsque Δ est négligeable devant le taux de croissance temporel γ , l'onde anti-Stokes est résonante et l'instabilité est à 4 ondes. Plus Δ/γ prend une valeur élevée et plus l'onde anti-Stokes devient non résonante, l'instabilité se rapprochant alors d'un mécanisme à 3 ondes.

On peut finalement arriver à une équation simple pour l'onde plasma dans le cas du Raman avant ($k_\perp = 0$) :

$$(B.2) \quad \left(c \frac{\partial^2}{\partial \psi \partial \tau} - \gamma_0^2 \right) \delta_s = 0$$

Pour arriver à cette équation, les hypothèses et approximations suivantes ont été formulées :

- $k_\perp = 0$, on ne considère que les phénomènes purement 1D ; cela revient à négliger les termes en ∇_\perp^2 dans les équations d'onde.
- $\gamma/\omega_0 \ll 1$: le taux de croissance est inférieur à la fréquence laser.
- $\gamma/\omega_p \ll 1$: ceci exclut le régime Raman fortement couplé.
- $\Delta/\gamma \ll 1$: l'instabilité est à 4 ondes.
- approximation quasi-statique (termes en $\partial^2/\partial\tau^2$ négligés dans l'équation sur les ondes plasmas)

Il s'agit maintenant de trouver les solutions de l'équation B.2. Ce calcul n'a pas été textuellement développé dans l'article de Decker *et al.* [1996a], bien qu'il applique la même méthode pour un autre cas (sans l'approximation quasi-statique). Puisque le cas présenté ici est souvent cité dans la littérature, j'ai trouvé intéressant de développer le calcul. Le calcul consiste à exprimer la transformée de Laplace de la solution en fonction des conditions initiales puis par transformée de Laplace inverse, à trouver la solution exacte.

La transformée de Laplace s'écrit :

$$(B.3) \quad \hat{\delta}_s(\alpha, \beta) = \int_0^\infty d\psi \int_0^\infty d\tau \delta_s(\psi, \tau) e^{-i\alpha\tau} e^{-i\beta\psi}$$

En intégrant par parties, on obtient :

$$(B.4) \quad \hat{\delta}_s(\alpha, \beta) = \frac{c\hat{\delta}_s(0, 0) - i\alpha c\hat{\delta}_s(\alpha, 0) - i\beta c\hat{\delta}_s(0, \beta)}{\gamma_0^2 + c\alpha\beta}$$

On peut alors exprimer les conditions initiales sous la forme : $\delta_s(\tau, 0) = \delta_s(0, \psi) = \delta_0$, où δ_0 est la perturbation de densité initiale due à la force pondéromotrice. Dans l'espace de Laplace, cela donne : $\hat{\delta}_s(0, 0) = \delta_0$, $\hat{\delta}_s(\alpha, 0) = \delta_0/(i\alpha)$ et $\hat{\delta}_s(0, \beta) = \delta_0/(i\beta)$. On obtient donc finalement :

$$(B.5) \quad \hat{\delta}_s(\alpha, \beta) = -\frac{\delta_0}{\alpha[\beta + \gamma_0^2/(\alpha c)]}$$

En réalisant la transformée de Laplace inverse, on obtient :

$$(B.6) \quad \delta(\tau, \psi) = -\frac{\delta_0}{4\pi^2} \int_{C_\alpha} d\alpha e^{i\alpha\tau} K$$

où K est défini par l'intégrale :

$$(B.7) \quad K = \frac{1}{\alpha} \int_{C_\beta} d\beta \frac{e^{i\beta\tau}}{\beta + \gamma_0^2/(\alpha c)}$$

La fonction à intégrer dans l'équation B.6 ne possède qu'un pôle simple dans le plan complexe en $\beta = -\gamma_0^2/(\alpha c)$. On peut donc appliquer le théorème des résidus, ce qui donne :

$$(B.8) \quad K = \frac{2\pi i}{\alpha} e^{-i\frac{\gamma_0^2\psi}{\alpha c}}$$

On doit donc maintenant résoudre l'intégrale B.7 :

$$(B.9) \quad \delta(\tau, \psi) = -\frac{i\delta_0}{2\pi} \int_{C_\alpha} d\alpha \frac{e^{i(\alpha\tau - \frac{\gamma_0^2\psi}{\alpha c})}}{\alpha} = -\frac{i\delta_0}{2\pi} K'$$

L'intégrale K' présente une singularité essentielle en $\alpha = 0$. Pour réaliser l'intégration, on ne peut pas appliquer simplement le théorème des résidus ; on réalise le changement de variable $\alpha = Re^{i\theta}$, et on intègre dans le plan complexe le long d'un cercle de rayon R . On obtient donc :

$$(B.10) \quad K' = i \int_0^{2\pi} d\theta e^{i\cos\theta \left(R\tau - \frac{\gamma_0^2\psi}{Rc}\right)} e^{i\sin\theta \left(R\tau + \frac{\gamma_0^2\psi}{Rc}\right)} i$$

On peut alors décomposer les termes en $e^{i\cos\theta}$ et $e^{i\sin\theta}$ en fonction de Bessel :

$$(B.11) \quad \begin{aligned} e^{i\cos\theta z_1} &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^m J_m(z_1) e^{im\theta} \\ e^{i\sin\theta z_2} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n J_n(z_2) e^{in\theta} \end{aligned}$$

avec $z_1 = R\tau - \frac{\gamma_0^2\psi}{Rc}$ et $z_2 = (R\tau + \frac{\gamma_0^2\psi}{Rc})i$. En combinant les équations B.10 et B.11, on arrive à :

$$(B.12) \quad K' = i \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^m (-1)^n J_m(z_1) J_n(z_2) \int_0^{2\pi} d\theta e^{i\theta(m+n)}$$

or $\int_0^{2\pi} d\theta e^{i\theta(m+n)} = 2\pi\delta_{m,-n}$. Sachant de plus que $J_{-m}(z) = (-1)^m J_m(z)$, on arrive à :

$$(B.13) \quad K' = 2\pi i \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\pi/2} J_m(z_1) J_m(z_2)$$

Finalemnt, en utilisant la règle d'addition sur les fonctions de Bessel [Watson 1980] :

$$(B.14) \quad \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\theta} J_m(z_1) J_m(z_2) = J_0(w) \left(\frac{z_1 - z_2 e^{-i\theta}}{z_1 - z_2 e^{i\theta}} \right)$$

Le calcul montre que $w = 2i\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2}$ et $(z_1 - z_2 e^{-i\theta})/(z_1 - z_2 e^{i\theta}) = 1$. Finalemnt, le calcul se réduit alors à :

$$(B.15) \quad K' = 2\pi i J_0(2i\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2}) = 2\pi i I_0(2\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2})$$

Où I_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0.

On peut donc exprimer la croissance de la perturbation de densité :

$$(B.16) \quad \delta_s(\tau, \psi) = \delta_0 I_0(2\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2})$$

Cette fonction peut être approximée pour des temps longs par sa forme asymptotique :

$$(B.17) \quad \delta_s(\tau, \psi) = \delta_0 \frac{e^{2\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2}}}{(4\pi\gamma_0(\tau\psi/c)^{1/2})^{1/2}}$$

Annexe C

Conditions de guidage

Nous allons calculer de façon heuristique les conditions de guidage et d'autofocalisation d'une impulsion laser gaussienne se propageant dans un milieu dont l'indice de réfraction varie radialement. La dépendance radiale peut venir soit de la présence d'une non linéarité (terme en η_2), soit d'une inhomogénéité radiale de l'indice du matériau (terme en $\Delta\eta$).

C.1 Inhomogénéité radiale

L'indice de réfraction du matériau s'écrit alors :

$$\eta_0(r) = \eta_0(0) - \Delta\eta \frac{r^2}{w_0^2}$$

Pour que l'impulsion soit guidée, il faut que le matériau courbe le front d'onde de façon à compenser la courbure naturelle de la diffraction. Considérons la figure C.1. La différence de chemin optique due à la diffraction entre les rayons 1 et 2 est simplement :

$$\delta L_{diff} \simeq \eta_0 z_R (1 - \cos\theta_{diff}) \simeq \eta_0 z_R \theta_{diff}^2 / 2$$

où θ_{diff} est l'angle de diffraction pour un faisceau gaussien :

$$\theta_{diff} \simeq \frac{w_0}{z_R}$$

Si on prend en compte les effets dus au changement de l'indice selon r , on a encore une différence de chemin optique entre les rayons 1 et 2 :

$$\delta L_{foc} \simeq -\Delta\eta z_R$$

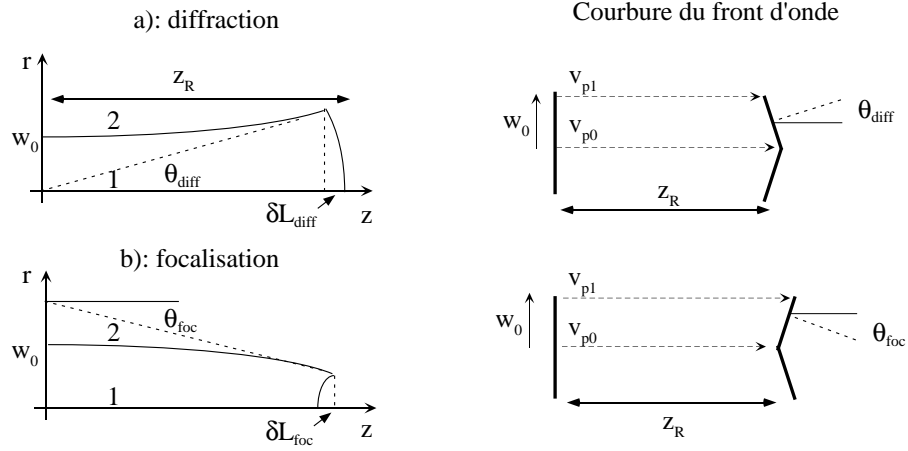


FIG. C.1 – Schéma représentant a) : la diffraction naturelle d'un faisceau et son angle de diffraction θ_{diff} . b) : la focalisation d'un faisceau avec l'angle caractéristique θ_{foc} . La vitesse de phase v_p est plus importante sur les bords que sur l'axe ($v_{p1} > v_{p0}$); cela se traduit par une courbure focalisante du front d'onde.

La diffraction est compensée et le faisceau est guidé lorsque $\delta L_{diff} + \delta L_{foc} = 0$, soit :

$$\Delta\eta = \frac{\lambda_0^2}{2\pi\eta_0 w_0^2}$$

C.2 Effets non linéaires

Cette fois, l'indice de réfraction s'écrit :

$$\eta(r) = \eta_0 + \eta_2 I(r)$$

Le raisonnement est identique sauf que cette fois, la différence de chemin optique due aux effets non linéaires focalisants s'écrit :

$$\delta L_{foc} \simeq \eta_2 [I(r = w_0) - I(r = 0)] \simeq -\eta_2 I_0$$

avec $I_0 = P/(\pi w_0^2)$. Afin de satisfaire $\delta L_{diff} + \delta L_{foc} = 0$, on arrive donc à la condition d'autofocalisation due aux effets non linéaires :

$$P > P_M = \frac{\lambda_0^2}{2\pi\eta_0\eta_2}$$

Annexe D

Publications

Les travaux présentés dans cette thèse ont donné lieu à plusieurs publications dont la liste est donnée ci-dessous.

Publications sur l'interaction laser-plasma en impulsion courte ($\tau_0 = 30$ fs – 10 ps) :

- *Interaction of an ultra-intense laser pulse with a non uniform preformed plasma* ; **J. Faure**, V. Malka, J.-R. Marquès, F. Amiranoff, C. Courtois, Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Salvati, A.E. Dangor, A. Solodov, P. Mora, J.-C. Adam, A. Héron ; *Physics of Plasmas* **7**, 3009 (2000)
- *Interaction of ultra-intense laser pulses with an underdense preformed plasma channel* ; V. Malka, **J. Faure**, J.-R. Marquès, F. Amiranoff, C. Courtois, Z. Najmudin, K. Krushenick, M. Salvati, A. E. Dangor ; *IEEE Transactions on Plasma Science* **28**, 1078 (2000)
- *Characterization of electron beams produced by ultra-short (30 fs) laser pulses* ; V. Malka, **J. Faure**, J. R. Marquès, F. Amiranoff, J. P. Rousseau, S. Ranc, J. P. Chambaret, Z. Najmudin, B. Walton, P. Mora, A. Solodov ; *Physics of Plasmas* **8**, 2605 (2001)
- *Dynamics of Raman instabilities using chirped laser pulses* ; **J. Faure**, V. Malka, J.-R. Marquès, F. Amiranoff, Z. Najmudin, B. Walton, J.-P. Rousseau, S. Ranc, A. Solodov, and P. Mora ; *Physical Review E, Rapid Communication*, **63**, 065401(R) (2001)
- *Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas* ; **J. Faure**, V. Malka, J.-R. Marquès, P.-G. David, F. Amiranoff, K. Ta Phuoc and A. Rousse ; soumis à *Physics of Plasmas*
- *Observation of a hot high-current electron beam from a self-modulated laser wakefield accelerator* ; M. Santala, Z. Najmudin, M. Tatarakis, K.

Krushelnick, A. E. Dangor, V. Malka, **J. Faure**, R. Allott, and R. J. Clarke ; Physical Review Letters **86**, 1227 (2001)

- *Measurements of the inverse Faraday effect from relativistic laser interactions with an underdense plasma* ; Z. Najmudin, M. Tatarakis, A. Pukhov, K. Krushelnick, R. Allott, E. L. Clark, R. J. Clarke, **J. Faure**, V. Malka, M. I. K. Santala and A. E. Dangor ; accepté à Physical Review Letter

Pendant ma thèse j'ai également consacré du temps à l'étude de l'interaction laser-plasma en impulsion longue ($\tau_0 = 600$ ps), bien que les résultats n'apparaissent pas dans ce manuscrit. Le but de ces travaux était de créer des plasmas homogènes sur de grandes dimensions et de les caractériser parfaitement en densité et température par diffusion Thomson, interférométrie et autres méthodes. La production de plasmas parfaitement contrôlés est d'un intérêt crucial pour la réalisation d'expériences propres d'interaction ou de physique atomique et peuvent servir à valider les codes utilisés dans les simulations.

Publications sur l'interaction laser-plasma en impulsion longue ($\tau_0 = 600$ ps) :

- *Characterization of plasmas produced by laser gas jet interaction* ; V. Malka, **J. Faure** and F. Amiranoff ; Physics of Plasmas, **8**, 3467 (2001)
- *Propagation of a randomized 600 ps laser beam in a helium gas over long scale lengths* ; **J. Faure**, V. Malka and F. Amiranoff ; Physical Review E, **64**, August 2001.

Interaction of an ultra-intense laser pulse with a nonuniform preformed plasma

J. Faure, V. Malka, J.-R. Marquès, and F. Amiranoff

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Unité Mixte de Recherche 7605 CNRS-CEA-Paris VI-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

C. Courtois

Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Unité Mixte de Recherche 8578, CNRS, Université Paris XI, Bât 210, 91405 Orsay, France

Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Salvati, and A. E. Dangor

Imperial College, London, United Kingdom

A. Solodov, P. Mora, J.-C. Adam, and A. Héron

Centre de Physique Théorique, CNRS-Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

(Received 9 February 2000; accepted 1 March 2000)

The propagation of an ultra-intense laser pulse in a preformed plasma channel was investigated experimentally. Different regimes of propagation were observed when the pulse duration was varied. For a long pulse and powers lower than the critical power for self-focusing, $P_L/P_C < 1$ ($I_0 = 2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$), the laser pulse was guided by the preformed plasma channel over three Rayleigh lengths (4 mm) and a longitudinal plasma wave was generated by envelope self-modulation of the pulse. For a short pulse and $P_L/P_C \gg 1$, the interaction was dominated by self-focusing and Raman instabilities. Numerical simulations were run for the latter case, giving results comparable to the experiment. The simulations were also used to investigate the dynamics of the instabilities at high power. They showed that strong Raman side scattering first occurs at the beginning of the interaction and is then followed by self-focusing and envelope self-modulation.

© 2000 American Institute of Physics. [S1070-664X(00)00807-7]

I. INTRODUCTION

The interaction of terawatt (TW) laser pulses over long distances with a plasma is of great interest for the fields of laser plasma acceleration,^{1,2} x-ray lasers,³ harmonic generation,⁴ and inertial confinement fusion with the fast ignitor scheme.⁵ For a gaussian laser pulse, diffraction commonly limits the interaction length to the Rayleigh length $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$, where w_0 is the waist and λ_0 the wavelength of the laser. This is why guiding over several Rayleigh lengths is important for the above applications. In the case of laser plasma accelerators, an intense laser pulse propagating in an underdense plasma can excite strong relativistic plasma waves via the ponderomotive force in the case of the laser wake field accelerator^{6,7} (LWA). For the self-modulated LWA, the self-modulated laser wake field instability (SMLWF)⁸⁻¹⁰ causes the modulation of the laser pulse envelope at the plasma frequency. Then, the ponderomotive force associated to the modulated envelope can drive a strong plasma wave. The maximum energy that electrons can gain from the relativistic plasma waves (RPW) is proportional to the product of the RPW amplitude and the dephasing length (the length over which electrons stay in an accelerating arch of the relativistic plasma waves). In order to extract maximum energy from the waves, the electrons must travel in a long and intense RPW. Previous experiments showed that the creation of such a long and intense wave can be achieved through self-focusing^{11,12} when the laser pulse power P_L is

greater than the critical power for relativistic self-focusing P_C , where $P_C(\text{GW}) = 17(\omega_0/\omega_p)^2$, for a gaussian laser pulse and $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ is the plasma frequency. In future experiments, lower density plasmas will tend to be used in order to increase the dephasing length and the extractable energy. Current laser technology hardly provides enough power for self-focusing at lower density (at $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $P_C \approx 20 \text{ TW}$), thus guiding the pulse in a guiding structure becomes necessary. Experiments^{11,13,14} proved the feasibility of guiding a pulse in a preformed plasma channel over 1 cm at intensities of $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, and more recently,¹⁵ over 1 mm up to intensities of $3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. However, the interaction of a pulse with a preformed and well-characterized plasma channel was never really examined. In this paper, we studied the propagation of a pulse with intensities from 10^{17} W/cm^2 to a few 10^{18} W/cm^2 in a well-defined plasma channel. We observed a change in the regime of propagation and interaction when P_L becomes greater than P_C .

While self-modulated LWA experiments have always been performed in gas,¹⁶⁻¹⁸ theory predicts that the best way to produce well-suited plasma waves for particle acceleration is through self-focusing in a preformed uniform plasma. Indeed, this scheme is ionization free; it prevents refraction induced by ionization^{19,20} as well as blueshifting of the main radiation or any ionization instabilities.²¹ This is another reason why the interaction of a very intense laser pulse (with $P_L > P_C$) with a preformed plasma is interesting to study.

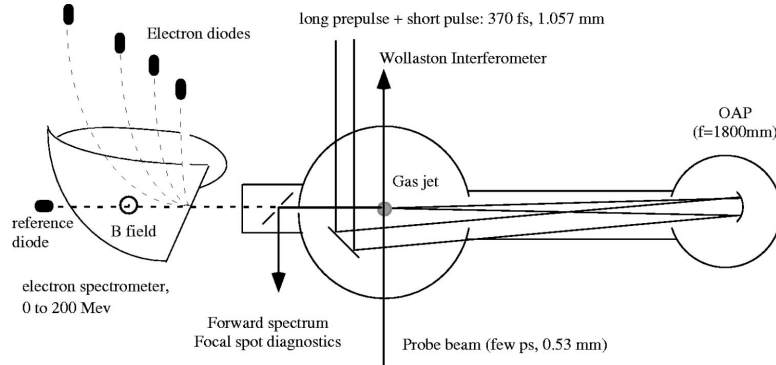


FIG. 1. Experimental setup.

Finally, our study is also of interest for the “fast ignitor” fusion concept. In this scheme, a short, intense laser pulse has to be delivered to the (imploded) dense laser-fusion capsule. The intense pulse must propagate through a long (few millimeters) region of underdense plasma and this propagation may be disturbed by forward Raman scattering (FRS) or other instabilities.

The paper is structured as follows: Sec. II first describes our experimental setup and results while Sec. III proposes interpretations of the experimental results using numerical simulations.

II. EXPERIMENT

A. Setup and diagnostics

The experiment was performed at Laboratoire pour l’Utilisation des Lasers Intenses (LULI) using the terawatt chirped pulse amplification (CPA) laser. The setup of the experiment is shown in Fig. 1: the 90 mm diameter terawatt (TW) laser beam was focused by a $f/22$ off-axis parabola into a gas jet. The laser was operating at 1.057 nm providing up to 15 J on target and a duration of 370 fs at full width half maximum (FWHM). The focal spot [shown in Fig. 2(a)] was imaged using a $f/5$ optics, giving a magnification of 12 and a spatial resolution of $5\ \mu\text{m}$. As shown on Fig. 2(b), the radius at $1/e^2$ in intensity is $20\ \mu\text{m}$ while the radius containing 80% of the energy is about $35\ \mu\text{m}$. Hence powers up to 20 TW and intensities up to $4 \times 10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ could be reached, per-

mitting relativistic interactions and large values of the normalized potential vector: $a_0 = 1.8$. The amplified spontaneous emission (ASE) of the laser chain was used as a prepulse (a few nanoseconds long) for the creation of the plasma. Its intensity (estimated to be about $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$) was high enough to fully ionize helium and to create a channel over the whole length of the jet. The first electrons were created by multiphoton ionization and were then heated by inverse Bremsstrahlung, creating more electrons by avalanche ionization. The plasma channel was formed by hydrodynamic expansion of the heated plasma.^{22,23} We point out here the fact that the TW laser beam is perfectly aligned along the channel axis, because the creation beam is the ASE of the laser and it has the exact same mode and goes through the exact same path as the interaction TW beam.

To avoid refraction induced by ionization processes, as well as any kind of effects linked to the presence of a density gradient along the propagation axis, the laser beam was focused onto the sharp edge of a 4 mm diameter laminar plume of helium gas from a pulsed, supersonic gas jet located 2 mm below the focal region. The electron density out of the gas jet was controlled by changing the backing pressure. The neutral density profile [shown on Fig. 3(a)] was characterized before the experiment.²⁴ Shorter gas jets were also used in order to reach higher electron densities.

In order to obtain interferograms of the plasma, a picosecond collimated frequency doubled ($\lambda_s = 528\ \text{nm}$) pulse, propagating perpendicularly to the main beam, was sent into a Wollaston interferometer. A typical interferogram of the plasma created by ASE can be found in Fig. 3(b); it was taken 2 ps before the main pulse. The laser propagates from the right to the left; the plasma is 4 mm long and about $300\ \mu\text{m}$ wide. The interferometer gave two identical images of the plasma. We kept them for clarity in the images which are presented later. The fringes are well defined and assuming cylindrical symmetry, one can retrieve the electron density distribution by Abel inverting the phase along the fringes [see Fig. 3(c)]. According to similar channel creation experiments,²² the plasma temperature is usually less than 300 eV. Hence the state of the plasma is known before the interaction.

The transmitted light was reflected by a silicate plate

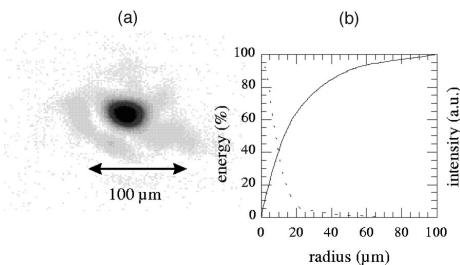


FIG. 2. (a) Image of the focal spot; (b) line out of the focal spot (dashed line); energy contained in a circle of radius r (solid line).

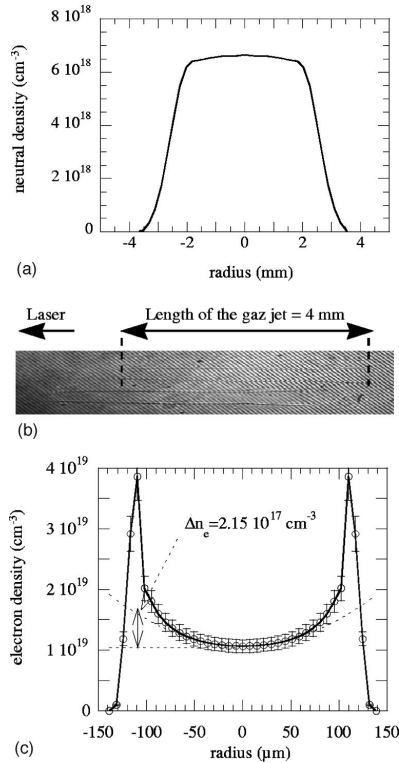


FIG. 3. (a) Neutral density profile from the 4 mm gas jet. (b) Interferogram of the plasma created by ASE and taken 2 ps before the short pulse and $E = 10$ J. The Wollaston gave two images of the plasma, we kept them for clarity. (c) Density profile retrieved from an interferogram (circles), choosing a fringe in the middle of the channel. Parabolic fit of the profile around the axis (dotted line).

with a surface figure of $\lambda/10$. The entrance of the plasma was imaged with a $f/5$ optics onto the entrance of an imaging spectrometer (100 lines/mm). The spectrum was measured using a 16 bits charge coupled device (CCD) camera. The spectral response of the imaging system and spectrometer was obtained by placing a bright blackbody source at the focal position. Deconvolved spectra could then be analyzed. The measured spectra give crucial information about the nature of the laser plasma interaction. In the experiment described in this paper, the RPW are excited by an intense pulse via the SML WF instability. In this regime the strong electromagnetic pump wave (ω_0, k_0) interacts with a plasma wave (ω_p, k_p) which results in two forward propagating electromagnetic waves at the Stokes ($\omega_0 - \omega_p$) and anti-Stokes ($\omega_0 + \omega_p$) frequencies.⁸⁻¹⁰ The electromagnetic beating of these high frequency electromagnetic waves produces a low frequency modulation at ω_p , reinforcing the original noise-level plasma wave which then scatters more sidebands, producing the growth of the instability.¹⁶ Hence, from a more experimental point of view, the frequency shift of the anti-Stokes sidebands makes it possible to retrieve the electron density on axis. The same $f/5$ lens was used to image

the entrance plane of the plasma onto a CCD camera.

Finally, an imaging electron spectrometer was set up in the forward direction in order to measure the energy of electrons produced during the interaction. A hole in the reflective optics allowed the electrons to exit the vacuum chamber through a thin 300 μm mylar film. The electron spectrometer consisted of an electromagnet and five silicon diodes. The energy range of that spectrometer was adjustable from 0 to 200 MeV. Propagation was studied from interferograms and side images of the plasma whereas interaction was investigated using the forward spectra (electron spectra and laser spectra).

B. Experimental results

In Fig. 3(b), one can see a typical interferogram (for a backing pressure of 60 bars) of the state of the plasma 2 ps before the arrival of the main pulse. The profile retrieved on Fig. 3(c) shows that a channel has been created by the nano-second prepulse. The density on axis is $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and it is 4 times larger at about 100 μm off axis. Although the density profile is not parabolic for the whole width of the channel, it is nearly parabolic over a radius of 75 μm . A fit of the density profile for $r < 75 \mu\text{m}$ using a function of the type $n = n_e + \Delta n_e (r/w_0)^2$ gives a value for Δn_e of about $2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (this is for $w_0 = 20 \mu\text{m}$). We recall that the condition for guiding a gaussian pulse with a spot size w_0 in a parabolic plasma channel such as $n(r) = n_e + \Delta n_e (r/w_0)^2$ is $\Delta n_e = 1/(\pi r_e w_0^2)$. Where n_e is the electron density and $r_e = e^2/m_e c^2$ is the classical electron radius. The theoretical value for guiding a perfect gaussian laser with a 20 μm (and $P_L \ll P_C$) radius is $2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The experimental value being close to the theoretical one, the plasma channel is suitable for guiding the main (TW) pulse.

For the shots which are described in what follows, the pulse energy has been kept the same so that the level of ASE would not vary from shot to shot. The repeatability of the channel formation was insured this way. On the other hand, different regimes of interaction were explored by varying the TW pulse duration. This allowed us to have shots with intensities from $2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ to $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

1. Propagation at $P_L < P_C$

We consider now the case of a low power pulse propagating in the plasma channel. The pulse duration was about 7 ps, the peak intensity $I_0 = 2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ and $P_L < P_C$ ($P_L/P_C = 0.8$). An interferogram of the plasma is shown on Fig. 4(a); it was taken about 20 picoseconds after the propagation of the laser pulse in the channel. One can see that the pulse propagated along the whole length of the jet (4 mm), leaving a density depression behind it: electrons and/or ions were radially expelled by the ponderomotive force of the laser. One can witness this in Fig. 4(a): the fringe shift at the center of the channel is significant of the density depression. The radial size of the density depression is constant all along the jet and is about 50 μm wide (which is the resolution of the imaging). This result indicates the presence of guiding because if the pulse was not guided, its transverse dimension at the end of the jet would be about 200 μm , and the diameter of the depression would then grow wider along the

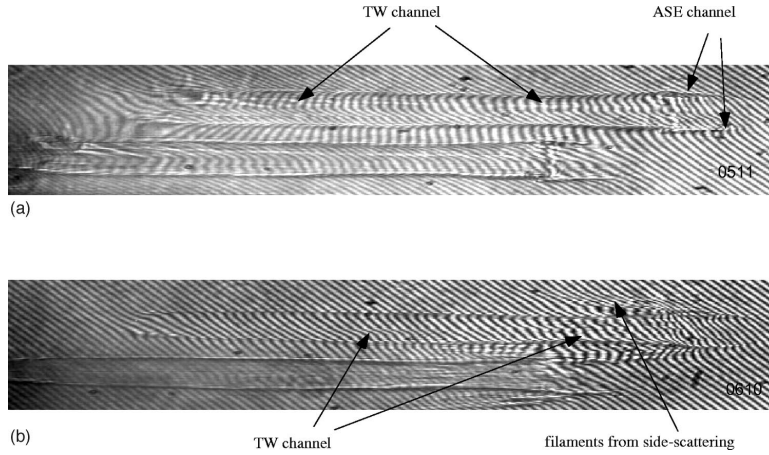


FIG. 4. (a) Interferogram of the plasma taken 20 ps after the entrance of the main pulse in the plasma. Parameters were: $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_L/P_C = 0.8$, $\tau = 7 \text{ ps}$. (b) Same but with a delay of 10 ps and for the following parameters: $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_L/P_C = 17$, $\tau = 370 \text{ fs}$.

propagation. This is not what we observe. In Fig. 5(a), one can see light being scattered along a 4 mm long filament. Finally, another proof of guiding can be found in Fig. 6. Figure 6(a) is a picture of the focal spot (image of the plane corresponding to the entrance of the plasma) when the laser propagates in vacuum. Figure 6(b) is an image of the entrance of the plasma. One can see that the mode of the laser has not been destroyed and the spot diameter is $100 \mu\text{m}$. This is due to the defocusing caused by the presence of the channel. One can calculate that a 4 mm channel guiding a gaussian pulse causes a defocusing in the image plane corresponding to a spot size of $125 \mu\text{m}$ which is close to the measured value. In conclusion, the pulse seems to be guided by the channel over approximately $3z_R$ (4 mm).

The spectrum of the TW pulse after interaction with the plasma is shown on Fig. 7(a). The anti-Stokes satellites are a signature of the presence of a strong plasma wave (the Stokes satellites are not visible because the sensitivity of the CCD camera is too weak for their spectral range). From the

position of the satellites, we found an electron density of $1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ which is in good agreement with the density on axis retrieved from the interferograms. It is also possible to estimate the RPW amplitude if one assumes that the ratio of the Raman satellite amplitudes is proportional to the harmonic content of the nonlinear plasma wave. The amplitude of the harmonic δn_m of the plasma wave as a function of the plasma wave amplitude $\delta n_1/n_e$ is given by^{25,26}

$$\frac{\delta n_m}{n_0} = \frac{m^m}{2^{m-1} m!} \left(\frac{\delta n_1}{n_0} \right)^m,$$

where m is the number of the harmonic. Hence the intensity ratio between the second and first harmonic is simply the

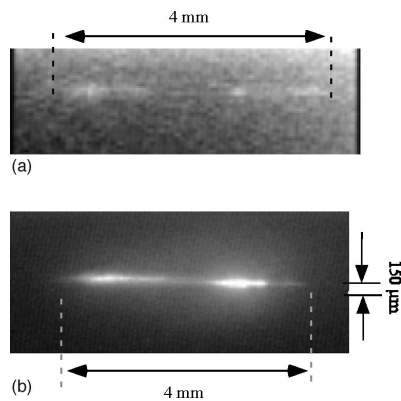


FIG. 5. Image of the scattered light from the plasma taken at 90° of the laser propagation axis. The image resolution is $100 \mu\text{m}$. (a) $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_L/P_C = 0.8$, $\tau = 7 \text{ ps}$. (b) $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_L/P_C = 17$, $\tau = 370 \text{ fs}$.

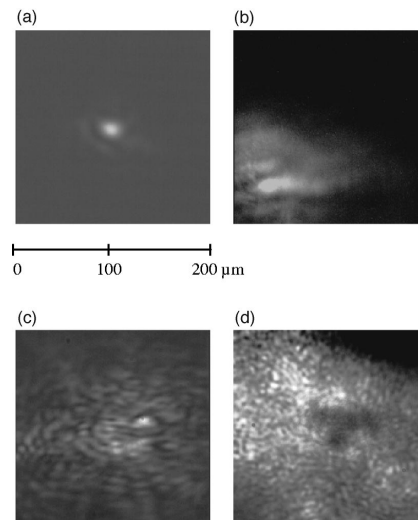


FIG. 6. Images of the entrance of the plasma ($n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). (a) Propagation in vacuum; (b) defocusing due to guiding by the channel ($P_L/P_C = 0.6$, $\tau = 5 \text{ ps}$); (c) beam break-up ($P_L/P_C = 1.5$, $\tau = 3 \text{ ps}$); (d) beam break-up ($P_L/P_C = 12$, $\tau = 370 \text{ fs}$).

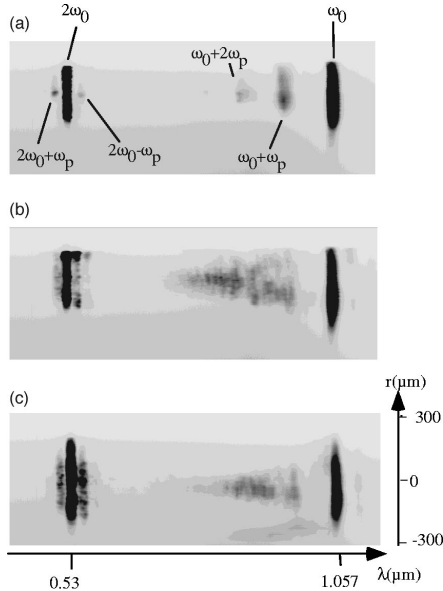


FIG. 7. Transmitted spectra. The density is always $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, it is retrieved from (a) and from the satellites at $2\omega_0 \pm \omega_p$ on all the pictures. (a) $P_L/P_C = 0.8$, $\tau = 7$ ps; (b) $P_L/P_C = 2.2$, $\tau = 3$ ps; (c) $P_L/P_C = 15$, $\tau = 370$ fs.

square of the plasma wave amplitude. It gives a plasma wave with an amplitude of 6%. This case is explained by the weakly relativistic linear theory of the SML WF instability, since here $a_0 = 0.38 < 1$ and $\delta n/n_e = 6 \times 10^{-2} < 1$. We can consider to be in the linear part of the instability and this explains why the satellites are relatively narrow: the instability drives a plasma wave with a well-defined frequency since the growth rate is low compared to ω_p at such intensities. If one considers that the SML WF instability is purely bidimensional,^{9,27,28} then the laser pulse becomes modulated because it is periodically diffracted and focused by the plasma wave. In this case, assuming $a_0 < 1$ and $\delta n/n_e < 1$, the plasma wave grows as²⁸

$$\frac{\delta n}{n}(t, \xi) = \exp \left[\frac{3\sqrt{3}}{4} \left(\frac{k_p^3 w_0^2 a_0^2}{2r_R^2} t^2 |\xi| \right)^{1/3} \right],$$

where $\xi = z - v_g t$, $k_p = \omega_p/c$, $t_R = z_R/c$.

By fitting an experimental gaussian pulse, Decker was able to calculate numerically²⁹ the initial noise due to the longitudinal ponderomotive force. An approximate estimation is

$$\left. \frac{\delta n}{n} \right|_0 = 0.9\pi \frac{a_0^2}{(k_p \tau c)^{2.8}},$$

where τ is the pulse duration.

This would give a plasma wave with an amplitude of 10% after a propagation in the plasma of about 1 mm. However the growth rate given above greatly overestimates the growth of the instability because it assumes a pump which is constant in time whereas in our experiment the pump was gauss-

ian. We note that for this particular shot, no electrons were observed on the electron spectrometer since the plasma wave was far from wave breaking.

2. Propagation at $P_L > P_C$

For shots at $P_L > P_C$, the nature of the propagation is quite different. Figure 4(b) shows an interferogram taken 10 ps after the entrance of the pulse in the plasma. The pulse had the following parameters: $P_L/P_C = 15$, $\tau = 370$ fs; $I_0 = 4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, and the backing pressure of the jet was 60 bars. At the beginning of the channel one can see density perturbations outside of the initial plasma. They stretch over a distance of about 1 mm and make a specific angle with the propagation axis which can vary between 5 and 10 degrees. These features in the density profile indicate the presence of filaments which are scattered at the beginning of the interaction. Strong relativistic self-focusing and large angle side-scattering could explain this phenomenon. Further analysis will be given in the next section. Another filament propagates along the center of the plasma over a distance of 3 mm. The timing of the probe beam was too short (in 10 ps, light travels 3 mm) to measure the propagation of this filament to the end of the jet. However, this self-focused beamlet is guided all along the plasma. This picture on Fig. 5(b) confirms this statement: it shows a side image of the plasma. A thin filament of scattered light was present all along the jet. However, the transverse structure of the filament was not resolved by our imaging system: the resolution was about 100 μm .

At high power, the pulse undergoes strong instabilities. This can be seen on Fig. 6, which shows images of the entrance of the jet. Figure 6(b) is the low power case, Figs. 6(c) and 6(d) correspond, respectively, to the cases $P_L/P_C = 0.6$, $P_L/P_C = 1.5$ and $P_L/P_C = 12$. While in the low power case, the mode is conserved, one can see that for higher powers, small structures appear. These have the size of the imaging resolution (5 μm), appear when $P_L/P_C > 1$ and their number increases with the power of the laser pulse. We think they are significant of beam break-up. The spectra shown in Fig. 7 also contain interesting features: as soon as $P_L/P_C > 1$, the satellites become very broad and tend to merge into each other. In Fig. 7(c), one can see a very broad satellite at 300 μm off axis; it is in correlation with the observation of the filaments propagating outside of the plasma cylinder on Fig. 4(b). It is important to note that on these shots, no intense electron signal was detected on the electron spectrometer. In similar experiments, the broadening of the Raman satellites has been identified as a characteristic of wave breaking. However in our experiment, this interpretation does not apply because longitudinal relativistic wave breaking did not occur for those shots.

Finally we used a shorter gas jet to reach higher densities (the density for these shots was $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Except for the fact that the propagation distance is shorter, the interaction was of the same nature as seen in Fig. 8. For $P_L < P_C$ we have well-defined satellites on the spectrum. For $P_L = 28P_C$, the spectrum on Fig. 8(a) indicates a type of interaction similar to the cases studied previously. The interfero-

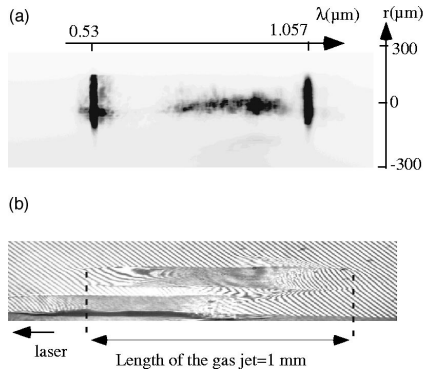


FIG. 8. Interaction with a 1 mm gas jet. $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_L/P_C = 28$, $\tau = 370 \text{ fs}$. (a) spectrum of the transmitted light. (b) interferogram of the plasma 10 ps after the main pulse.

gram on Fig. 8(b) also indicates the presence of density perturbation at large angles at the entrance of the plasma. The fringes are not well defined here because the plasma was expanding too fast. For this case, a lot of MeV electrons were detected. The electron distribution was a decreasing function of the energy and electrons with energies up to 60 MeV were detected. A typical electron spectrum is presented in Fig. 9.

In this high power regime, the interaction was highly nonlinear and dominated by strong instabilities. This regime cannot be modeled using simple weakly relativistic nonlinear models and numerical simulations are necessary.

To summarize our experimental results: for a long propagation (4 mm) at low power ($P_L/P_C = 0.8$), we observed guiding of the laser pulse over 4 mm ($3z_R$). We also observed the generation of a plasma wave with an amplitude of 6%, but no electrons were produced. For a long propagation at high power ($P_L/P_C > 1$ and up to 12), we observed beam break-up of the pulse and an interaction dominated by instabilities. No relativistic electrons ($> 1 \text{ MeV}$) were detected. For a short propagation at high power and higher density ($2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $P_L/P_C = 28$), the same propaga-

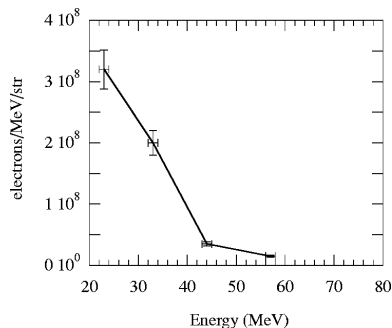


FIG. 9. Electron spectrum for the shot of Fig. 8.

tion and interaction as the previous case were observed. The generation of relativistic electrons was also observed.

III. NUMERICAL SIMULATIONS AND INTERPRETATIONS

A. Numerical simulations

The simulations have been done using the code WAKE³⁰ in its slab geometry. This code is based on the fast time averaging of the equations for the motion of particles and for the generation of electromagnetic wake fields. It offers an alternative to particle-in-cell (PIC) codes for propagations over long distances. Nevertheless, the model it uses contains approximations, and not all the physics of the interaction is described. It is valid only for tenuous plasma with $\omega_p \ll \omega_0$. It does not describe the generation of hot electrons; only electrons for which $(1 - v_z/c) \gg \omega_p/\omega_0$ are taken into account. Backscattering instabilities are not considered because the radiation is assumed to be mainly forward propagating. Finally, the code cannot predict the generation of harmonics because it does not resolve the laser frequency (some equations are fast time averaged).

We used the code in order to simulate the propagation over 4 mm of a short pulse with $P_L/P_C \sim 10$ in a preformed plasma channel. The parameters of the simulation were the following: $\lambda_0 = 1.057 \mu\text{m}$, $w_0 = 23.8 \mu\text{m}$ ($z_R = 1.68 \text{ mm}$), $\tau_{\text{FWHM}} = 300 \text{ fs}$, $P_L/P_C = 6.3$, $I_0 = 1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. The density distribution of the plasma was the measured density profile. The size of the simulation box was $120k_p^{-1} \times 2z_R$. The validity of the code at such powers was also tested by comparing its results to the result of a PIC simulation for the first 500 μm of propagation. After a propagation of 500 μm , both simulations show strong side scattering; there is a very good qualitative agreement between the two codes. The numerical values are slightly different because the noise which triggers the instability can have different causes in the two codes.

Figure 10 presents the results of the full simulation. Each picture represents the intensity distribution in the pulse reference frame for a given z of the propagation and as a function of time. At the beginning of the interaction, the back of the laser pulse undergoes a very strong side scattering at large angles (see first picture in Fig. 10). Then the front and middle part of the pulse self-focus and the self-modulation instability begins to grow affecting mainly the front and middle part of the pulse (second picture). The instability continues to grow during the propagation of the laser pulse along the plasma. A lot of laser energy goes off to the sides and is not trapped in the plasma channel whereas a strongly self-modulated structure seems to propagate on axis (third picture). The same images on a logarithmic scale show that the plasma channel is inefficient for trapping the large angle side scattering generated at the beginning of the plasma. On the other hand, scattered light created later stays confined within the channel. One can also see that the plasma channel guides without deterioration the very front of the pulse for which $P_L/P_C < 1$. The same simulation was also run for a uniform plasma. The nature of the interaction was very much the same except for these minor details, showing that the

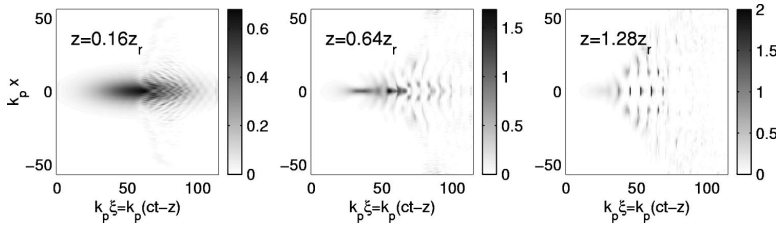


FIG. 10. Simulated propagation of the pulse. The pulse parameters are $P_L/P_C=6.7$, $\tau=300$ fs, $w_0=23.8$ μm (Gaussian pulse). The simulation includes a fit of the experimental plasma channel.

plasma channel plays a minor role in the interaction at such powers. Figure 11 shows the simulated spectra of the transmitted light at the output of the plasma (after a propagation of 4 mm). The satellites are very broad and can hardly be distinguished and there is a rather strong spectral signal off axis.

We note that the simulation might have underestimated certain effects such as self-focusing and ponderomotive blow out for different reasons. First, the slab geometry of the simulation tends to underestimate these effects and second the intensity chosen for the simulation is smaller than the intensity of the experimental case presented in Fig. 7(c).

B. Interpretation and discussion

One can see a very good agreement between experiment and theory: there is strong Raman side scattering at the beginning of the interaction; it is then followed by strong self-focusing and SML WF. On the spectrum, we obtained similar spectral structure with no distinct satellites.

The fact that strong scattering at large angles is present at the beginning of the interaction can be easily understood: scattering at large angles is mainly a three wave process. The plasma waves are resonantly driven by the beat wave pattern of the main radiation at ω_0 and the Stokes wave at $\omega_0 - \omega_p$. As explained earlier (see Sec. II), the SML WF instability is a four wave process. In this case, the beatings of the main radiation and the satellite waves largely cancel out.³¹ The consequence is that the growth rate of the large angle scattering instability is larger, which is why it grows before the SML WF. Another important point is that the number of exponentiations $N_{e\text{-folding}}$ of the large angle instability de-

pends on the focal spot size³² as long as the scattering angle θ (see Fig. 12 for a schematic) satisfies $\theta < \theta_C$; where $\theta_C = 2 \arctan(c\tau/2w_0)$ is a critical angle. In the Raman (Compton) regime, $N_{e\text{-folding}}$ scales as $w_0^{1/2}(w_0^{1/3})$. Hence, the fact that the pulse width is large (compared to other experiments) is also in favor of large angle side scattering. The reason for a precise angle of scattering is unclear: theory³² says that the growth rate is larger for larger angles up to the critical angle θ_C ($=140^\circ$ for our experiment), but the instability needs a noise to start on and this noise can be provided through several mechanisms. The final scattering angle θ will maximize the product $\exp[N_{e\text{-folding}}(\theta)] \times \delta E_{\text{noise}}(\theta)$, where $N_{e\text{-folding}}$ is the number of exponentiation of the large angle instability and δE_{noise} an electromagnetic noise at frequency $\omega_0 - \omega_p$. This noise can come from the initial scattering of the laser on thermal density fluctuations in the plasma or also from scattering on the wake field created by the ponderomotive force of the laser. The wake field generated by a laser is

$$\frac{\delta n(r)}{n} = \omega_p^{-1} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') c^2 \nabla^2 \frac{a^2}{2} \propto \nabla^2 \frac{a(r)^2}{2}.$$

By simply Fourier transforming this expression, one can find the spectrum for the initial plasma waves: $\delta n(k_\perp)/n \propto \delta E_{\text{noise}}(k_\perp)$. Electromagnetic waves (\mathbf{k}_s, ω_s) can scatter at an angle θ on these plasma waves and k_s verifies: $\sin(\theta) = k_\perp/k_s$. Thus, it is possible to obtain $\delta E_{\text{noise}}(\theta)$ this way. Calculating $\exp[N_{e\text{-folding}}(\theta)] \times \delta E_{\text{noise}}(\theta)$, one finds that the instability should develop at an angle which varies from 2° to 6° with a maximum at 4° which is close to the experimental value. These simple considerations give an insight on the reason why the side Raman instability develops at a specific angle. In any case, as seen on the interferogram Fig. 4(b), beamlets of scattered light at $\omega_s = \omega_0 - \omega_p$ leave the plasma cylinder and ionize the surrounding gas. Ionization could cause a strong blue-shifting of these radiation, explaining the very broad continuous feature off axis on Fig. 7(c).

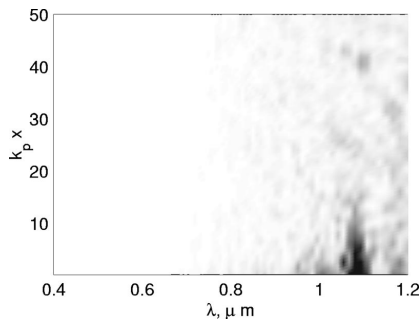


FIG. 11. Simulated spectrum of the transmitted light. Same parameters as Fig. 10.

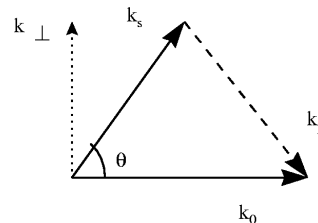


FIG. 12. Geometry of Raman side scattering.

In the high power case, the main difference on the forward spectra appears in the broadening of the Raman satellites. This is not surprising if one considers that the temporal envelope of the plasma wave is an increasing exponential function (at least at the beginning of the instability) $\exp(\gamma t)$, where γ is the growth rate of the instability. The spectrum of such a wave has a width which is proportional to γ . Furthermore, γ scales as \sqrt{I} in the weakly relativistic limit. Hence for the low power case, the laser intensity is low and $\gamma/\omega_p = 0.02 \ll 1$. This gives a narrow spectral peak at ω_p on the spectrum. This is what we observe in Fig. 7(a): there is a narrow satellite at $\omega_0 + \omega_p$, significant of the coupling between the laser and the plasma. In the high power case, the intensity is larger; so is $\gamma/\omega_p (\approx 0.1)$, making the spectral peak wider. Physically, one can understand that when the growth rate becomes comparable to ω_p , the plasma wave can oscillate at nonresonant frequencies. There are other arguments to explain the broadening of the satellites. First, as shown in the simulation, after self-focusing of the beam, the self-modulation instability takes place on axis but there is still a major amount of light which is scattered off axis and trapped in the channel. In the channel, the scattered light interacts with electron densities stretching over a range from $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. This contributes largely to the broadening of the satellites. Finally, the strong transverse ponderomotive force generates density gradients in the vicinity of the propagation axis. This has similar effects and contributes to the broadening of the spectral features.

IV. CONCLUSION

We have investigated experimentally the interaction of an ultraintense laser pulse with a preformed plasma channel. In the long pulse case, i.e., for powers smaller than the critical power for self-focusing, the pulse was guided in the channel over 4 mm ($3z_R$). A resonant plasma wave ($\delta n/n = 6\%$) was excited through the SML WF instability. The plasma wave was far from breaking and no hot electrons (with energies larger than 1 MeV) were generated. In the high power case, a very nonlinear interaction was taking place. Using numerical simulations, we were able to analyze the dynamics of the interaction. First, filaments propagating at 5° to 10° to the axis were created through intense side scattering; the filaments then ionized the gas outside of the plasma and were not trapped in the channel. Then self-focusing and self-modulation of the pulse occurred but no very intense resonant plasma waves were generated. The generation of a large number of MeV electrons occurred for a density of $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($P_L/P_C = 28$).

ACKNOWLEDGMENTS

This experiment was done under European TMR Contract No. ERBFMGECT950044. The experiment was supported by grants from the EPSRC, the Human Capital and

Mobility Program of the European Community. The work of A. Solodov was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (Grants Nos. 98-02-17205 and 99-02-16399).

- ¹T. Tajima and J. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- ²E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
- ³N. H. Burnett and G. D. Enright, IEEE J. Quantum Electron. **26**, 1797 (1990).
- ⁴X. F. Li, A. L'Huillier, M. Ferray, L. A. Lompre, and G. Mainfray, Phys. Rev. A **39**, 5751 (1989).
- ⁵M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Krueer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- ⁶L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, Sov. Phys. JETP **66**, 290 (1987).
- ⁷F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, G. Matthieussent, J. R. Marques, P. Mine, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, Phys. Rev. Lett. **81**, 995 (1998).
- ⁸N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. Ramazashvili, JETP Lett. **55**, 571 (1992).
- ⁹T. M. Antonsen and P. Mora, Phys. Rev. Lett. **69**, 2204 (1992).
- ¹⁰P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992).
- ¹¹K. Krushelnick, A. Ting, C. I. Moore, H. R. Burris, E. Esarey, P. Sprangle, and M. Baine, Phys. Rev. Lett. **78**, 4047 (1997).
- ¹²C. E. Clayton, D. Gordon, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, Z. Najmudin, A. Modena, A. E. Dangor, D. Neely, and C. Danson, Phys. Rev. Lett. **1**, 100 (1998).
- ¹³S. P. Nikitin, T. M. Antonsen, T. R. Clark, Y. Li, and H. M. Milchberg, Opt. Lett. **22**, 1787 (1997).
- ¹⁴Y. Ehrlich, C. Cohen, A. Zigler, J. Krall, P. Sprangle, and E. Esarey, Phys. Rev. Lett. **77**, 4186 (1996).
- ¹⁵S.-Y. Chen, G. S. Sarkisov, A. Maksimchuk, R. Wagner, and D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. **80**, 2610 (1998).
- ¹⁶A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin, C. E. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- ¹⁷D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou, and R. Wagner, Science **273**, 472 (1996).
- ¹⁸C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi, H. R. Burris, C. Manka, and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
- ¹⁹P. Chessa, E. D. Wispelaere, F. Dorchies, V. Malka, J. R. Marques, G. Hamoniaux, P. Mora, and F. Amiranoff, Phys. Rev. Lett. **82**, 552 (1999).
- ²⁰V. Malka, E. D. Wispelaere, J. R. Marques, R. Bonadio, F. Amiranoff, F. Blasco, C. Stenz, P. Mounaix, G. Grillon, and E. Nibbering, Phys. Plasmas **3**, 1682 (1996).
- ²¹T. M. Antonsen and Z. Bian, Phys. Rev. Lett. **82**, 3617 (1999).
- ²²V. Malka, E. D. Wispelaere, F. Amiranoff, S. Baton, A. Modena, R. Haroutunian, R. Bonadio, C. Coulaud, D. Puissant, C. Stenz, and S. Hüller, Phys. Rev. Lett. **16**, 2979 (1997).
- ²³C. G. Durfee III, J. Lynch, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. E **51**, 2368 (1995).
- ²⁴V. Malka, C. Coulaud, J.-P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff, Rev. Sci. Instrum. (in press).
- ²⁵E. A. Jackson, Phys. Fluids **3**, 831 (1960).
- ²⁶F. F. Chen, Phys. Scr. **T30**, 14 (1990).
- ²⁷E. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **72**, 2887 (1994).
- ²⁸N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and A. S. Sakharov, Plasma Phys. Rep. **22**, 379 (1996).
- ²⁹C. D. Decker, Ph.D. Dissertation, 1994.
- ³⁰P. Mora and T. M. Antonsen, Phys. Plasmas **4**, 217 (1997).
- ³¹N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, L. M. Gorbunov, and A. S. Sakharov, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 363 (1996).
- ³²T. M. Antonsen and P. Mora, Phys. Fluids B **5**, 1440 (1993).

Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses

V. Malka, J. Faure, J. R. Marquès, and F. Amiranoff
*LULL, UMR No. 7605, CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Pierre et Marie Curie,
 91128 Palaiseau Cedex, France*

J. P. Rousseau, S. Ranc, and J. P. Chambaret
*Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées, 91128 Palaiseau,
 France*

Z. Najmudin and B. Walton
Imperial College, London, United Kingdom

P. Mora and A. Solodov
Centre de Physique Théorique, CNRS-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

(Received 14 February 2001; accepted 30 March 2001)

Detailed measurements of electron spectra and charges from the interaction of 10 Hz, 600 mJ laser pulses in the relativistic regime with a gas jet have been done over a wide range of intensities (10^{18} – 2×10^{19} W/cm²) and electron densities (1.5×10^{18} – 1.5×10^{20} cm⁻³), from the “classical laser wakefield regime” to the “self-modulated laser wakefield” regime. In the best case the maximum electron energy reaches 70 MeV. It increases at lower electron densities and higher laser intensities. A total charge of 8 nC was measured. The presented simulation results indicate that the electrons are accelerated mainly by relativistic plasma waves, and, to some extent, by direct laser acceleration. © 2001 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1374584]

Laser plasma interaction in the relativistic regime is crucial for laser plasma acceleration^{1–3} and for inertial confinement fusion (ICF) with the fast ignitor scheme.⁴ The success of these applications depends on the efficiency of the transfer of energy from the laser to electrons. On one hand, electrons can be trapped in high amplitude relativistic plasma waves (RPW) driven by the self-modulated laser wake field instability (SMLWF).^{5–7} In this relativistic regime plasma waves can reach amplitudes of a few tens of percent,^{8–10} accelerating electrons energies up to several tens of MeV.^{11,12} On the other hand, the measurement of multi-MeV electrons was recently imputed to direct laser acceleration in a plasma channel¹³ with an effective temperature deduced from electron spectra increasing with electron density.¹⁴

In this paper, we report on experimental electron generation in the SMLWF regime for ultrarelativistic laser pulses $a_0 > 1$, where a_0 is the normalized vector potential of the laser. For the first time, we observed that in our range of parameters: (i) the maximum electron energy increases when the electron density decreases in contrast with the results of Ref. 14; (ii) the maximum electron energy increases with the laser intensity. We show that the contribution to electron energy gain is due both to acceleration in relativistic plasma waves and to direct laser acceleration (DLA), again in contrast with the results of Ref. 14, where DLA was the dominant mechanism.

The experiment was performed at Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) with the titanium doped sapphire (Ti:Sa) laser¹⁵ operating at $\lambda_L = 0.82 \mu\text{m}$ in the chirped-pulse amplification (CPA) mode.¹⁶ In this configuration the laser delivered an energy up to 0.6 J (on target) in 35 fs full width half

maximum (FWHM) pulses with a linear polarization. The laser beam was focused onto the edge of a gas jet with an $f/7.5$ off-axis parabola. The laser distribution at full energy at the focal plane was a Gaussian function with a waist $w_0 = 6 \mu\text{m}$ containing 50% of the total laser energy. This corresponds to typical powers of 20 TW and to on-target intensities I_L of the order of 2×10^{19} W/cm². To avoid refraction induced by ionization processes,^{17,18} the laser beam was focused onto the sharp edge of a 2 mm diam laminar plume of helium gas from a pulsed, supersonic gas jet located 1 mm below the focal region. The flat top neutral density profile was characterized by interferometry.¹⁹

In this paper, we will focus our attention on electron measurements in the forward direction using an electron spectrometer. The electron spectrometer is able to measure electron energies from 0 to 200 MeV by changing the magnetic field value B from 0 to 1.5 T. A thick (4 cm) stainless steel piece with 1 cm internal diameter located at the entrance of the spectrometer was used as a collimator, giving a collection aperture of $f/100$. A vacuum box connected with the vacuum chamber was used in order to be able to measure the lower energy electrons. The spectra were measured with four biased silicon surfaced barrier detectors (SBD). A reference SBD detector was located along the laser axis after the electron spectrometer. Several null tests were done in order to make sure that the diode signals were really due to electrons. (i) Without magnetic field ($B=0$) the signal was greater than 1 V on the reference diode and no signal was recorded on the other diodes. (ii) With magnet on ($B>0$), the reference signal dropped to 10 mV while the electron signal on the other diodes increased. (iii) When changing the

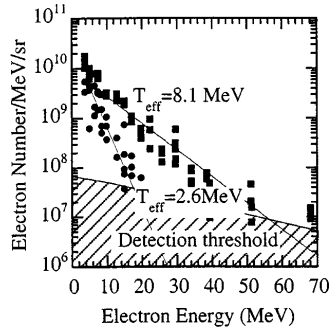


FIG. 1. Electron spectra measured at $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (circles) and $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (squares). Exponential fit with the deduced effective electron temperature.

value of B to get the same electron energy on another channel, the signal remained the same. Finally to confirm the value of the electron energy, we put copper pieces of different thicknesses and with a well-known stopping power in front of the diodes. The electrical noise on the detectors limited the sensitivity to about 100 electrons at 50 MeV.

We present in Fig. 1 two typical electron spectra obtained at $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. The laser parameters were 0.6 J and 35 fs. We observe that the distribution of electrons of energy above 4 MeV is well fitted by an exponential function, characteristic of an effective temperature for the electron beam. These effective temperatures are 8.1 MeV (2.6 MeV) for an electron density of $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). We can also deduce a typical value of 54 MeV (15 MeV) for the maximum electron energy. We observe an important decrease of the effective temperature and of the maximum electron energy when increasing the electron density.

This is summarized in Fig. 2, where we present the maximum electron energy vs the electron density. It decreases from 70 MeV to 15 MeV when the electron density increases from $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. First, we can compare the maximum electron energy to the one due to

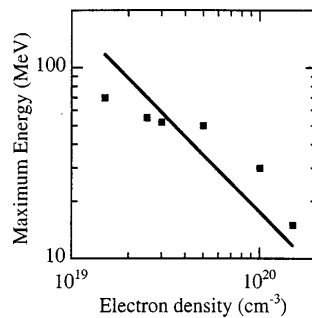


FIG. 2. Maximum electron energy as a function of the electron density. Squares correspond to experimental values. The continuous line corresponds to theoretical calculation with a normalized electrostatic field $E_z/E_0=0.5$. Laser parameters: 0.6 J, 35 fs, and $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

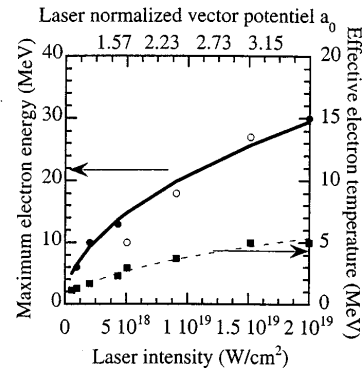


FIG. 3. Maximum electron energy (left scale, circles) and electron temperature (right scale, squares) as a function of the laser intensity at 10^{20} cm^{-3} obtained by changing the laser energy (empty circles) with a 35 fs laser pulse and by changing the pulse duration (dark circles) with a 0.6 J laser energy. The continuous line corresponds to the scaling law, $E_{\text{max}}(\text{MeV}) = 6.6 I_{18}^{1/2}$ for the maximum electron and the dashed line corresponds to $T(\text{MeV}) = 1.2 I_{18}^{1/2}$ for the electron temperature.

acceleration in relativistic plasma waves with a constant amplitude. This energy is equal to the product of the electrostatic field by an optimum length. This length is the dephasing length and corresponds to exactly half a wavelength in the wave frame,²⁰ $W_{\text{max}} \approx 4 \gamma_p^2 (E_z/E_0) mc^2$, where γ_p is the plasma wave Lorentz factor (which is equal to the square root of the critical density to electron density ratio n_c/n_e) and E_z/E_0 is the electrostatic field normalized to $E_0 = cm\omega_p/e$. Presented in Fig. 2 is the theoretical value deduced from this equation for a given value of the normalized electrostatic field $E_z/E_0=0.5$. Nonlinear corrections due to the effect of a relativistic pump, to self-channeling²¹ and to the reduction of the phase velocity of plasma waves³ have been neglected. Experimental results are in reasonable agreement with this model. For electron densities greater than $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ the maximum electron energy varies as $E_{\text{max}}(\text{MeV}) = 0.76 n_c/n_e$.

We present in Fig. 3 the maximum electron energy as a function of the laser intensity obtained by changing the laser energy or the pulse duration, at a fixed density of 10^{20} cm^{-3} . Increasing the laser energy from 0.15 J to 0.6 J increases a_0 from 1.58 to 3.15. Changing the laser pulse duration from 630 fs to 35 fs, a_0 varies from 0.74 to 3.15. We observe that the maximum electron energy increases from 6 MeV to 30 MeV when the laser intensity increases from $1.0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ to $2.0 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ approximately as the square root of the laser intensity, $E_{\text{max}}(\text{MeV}) = 6.6 I_{18}^{1/2}$, where $I_{18} = 10^{18} \text{ W/cm}^2$. In Fig. 3 we also present the electron temperature as a function of the laser intensity. The electron temperature also increases with the square root of the laser intensity, $T(\text{MeV}) = 1.2 I_{18}^{1/2}$. This result is in agreement with the numerical result obtained by Pukhov¹³ for a plasma with an exponential density profile. Although the acceleration in plasma waves gives the correct behavior for the variation of the maximum energy as a function of the elec-

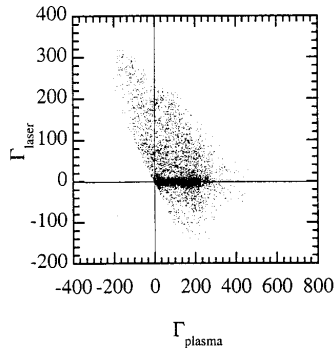


FIG. 4. Distribution of the accelerated test electrons in the (Γ_p, Γ_l) space in the simulation for a 0.6 J laser pulse propagating in a plasma of electron density $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

tron density, one cannot exclude the possibility of direct laser acceleration.

To get an insight into the acceleration mechanisms, we also performed numerical simulations of the laser pulse propagation in a plasma using the axisymmetric fully-relativistic particle code Wake.²² Due to the approximations used in the code we were limited to the case of laser powers less than a few critical powers for relativistic self-focusing. For the maximum laser energy of the present experiment, it corresponds to electron densities up to $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. We also made simulations with larger densities but with smaller powers. Simulations of electron acceleration were performed by pushing test (noninteracting) electrons in the field regions at the time of strong self-focusing for short pulses and at the developed stage of self-modulation for laser pulses longer than a plasma period. Beam loading effects²³ are absent in the present approach which along with the axisymmetric constraint could overestimate the wakefield amplitude and the electron acceleration. However the results of the simulations confirm qualitatively the decrease of the maximum electron energy with the increase of the background electron density when the length over which self-focusing occurs is greater than the dephasing length. In our simulations one can separate the effect of the laser field and of the plasma wave field, which both contain transverse and longitudinal components. To compare these effects we calculated the integrals,

$$\Gamma_{p,l} = - \int_0^t \frac{e \mathbf{E}_{p,l} \cdot \mathbf{v}}{mc^2} dt'$$

along the test electrons trajectories. $\Gamma_{p,l}$ represents the energy gain due to plasma wake field and laser field, respectively (note that our integrals Γ_p and Γ_l are different from the quantities Γ_z and Γ_\perp by Gahn *et al.*,¹⁴ who used $\mathbf{E} \cdot \mathbf{p}$ instead of $\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$ and separated \mathbf{E} in E_z and \mathbf{E}_\perp instead of \mathbf{E}_p and \mathbf{E}_l). In Fig. 4 we show the distribution of the accelerated electrons in the (Γ_p, Γ_l) space after the full length of acceleration in a typical simulation. This simulation corresponds to the present experiment with a 0.6 J laser pulse propagating in a plasma of electron density $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The bunch of 3×10^4 test electrons was injected after one Rayleigh length

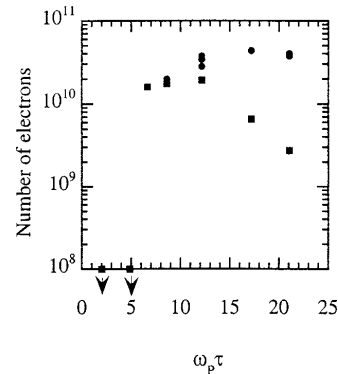


FIG. 5. Total electron number (circles) and number of electrons with energies greater than 3.7 MeV (squares) as a function of the product $\omega_p \tau$, where ω_p is the plasma frequency and τ is the laser pulse duration (35 fs).

of the laser pulse propagation in plasma. While we confirm the importance of direct laser acceleration¹³ we find out that the most energetic electrons still come from the acceleration by the plasma wave field in this simulation. We note, as the length of the pulse propagation is larger than the dephasing length, that a part of the energetic electrons is decelerated by the plasma wake. At the same time we find that as in vacuum,²⁴ the longitudinal component of the laser field implied by $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ strongly reduces the efficiency of the direct laser acceleration mechanism at the betatron resonance.¹³ However for higher plasma densities, the laser pulse is much longer than a plasma period with powers much greater than the critical power for self-focusing, and most energetic electrons could come from the direct laser acceleration.¹³

We have also measured the total charge with an integrated charge transformer as a function of the electron density, fixing the pulse duration at 35 fs. The result is plotted in Fig. 5 as a function of $\omega_p \tau$ (ω_p is the plasma frequency and τ is the pulse duration), from the wakefield regime ($\omega_p \tau \approx 2$) to the self-modulated regime ($\omega_p \tau > 2$). Near the wakefield regime no electrons were detected, whereas with increasing $\omega_p \tau$ the number of electrons increased. At higher electron density the number of electrons with energy greater than 3.7 MeV and detected by the spectrometer became smaller than those measured with the charge collector because the radial wake scattered electrons out of the aperture cone of the electron spectrometer. The total charge is about 8 nC in agreement with recent numerical simulations,^{13,25} whereas the charge for electrons with energies greater than 3.7 MeV is about 1 nC.

In conclusion we have measured electron spectra (with energy up to 70 MeV) and electron beam charge (greater than 5 nC) over a wide range of electron density and laser intensity. The maximum electron energy increases when the density decreases, and at a given electron density it increases when the laser intensity increases. In the low density regime, numerical simulations indeed show that electrons are mainly accelerated by self-modulated laser wakefield instability. The discrepancy with the results of Ref. 14 with respect to the

dependence of the electron energy spectrum with the electron density might be due to the laser parameters (shorter and more energetic pulses in our case) and to the use of a supersonic gas jet. As opposed to a subsonic gas jet which produces nonuniform plasmas,¹⁴ a supersonic gas jet produces uniform plasmas in which the self-modulated laser wakefield instability can be easily driven.

ACKNOWLEDGMENT

The work of A.S. was supported in part by the Russian Basic Research Foundation (Grant No. 98-02-17205, 99-02-16399).

- ¹T. Tajima and J. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
²A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin *et al.*, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).
³E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
⁴M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
⁵N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov *et al.*, *JETP Lett.* **55**, 571 (1992).
⁶T. M. Antonsen and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).
⁷P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200 (1992).
⁸C. E. Clayton, D. Gordon, K. A. Marsh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 100 (1998).
⁹A. Ting, C. I. Moore, K. Krushelnick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5377 (1996).
¹⁰S. P. LeBlanc, M. C. Downer, R. Wagner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5381 (1996).
¹¹D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2133 (1998).
¹²C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3909 (1997).
¹³A. Pukhov, Z. M. Sheng, and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Plasmas* **6**, 2847 (1999).
¹⁴C. Gahn, G. Tsakiris, A. Pukhov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4772 (1999).
¹⁵A. Antonetti, F. Blasco, J. P. Chambaret *et al.*, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **65**, 197 (1997).
¹⁶D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
¹⁷V. Malka, E. D. Wispelaere, J. R. Marquès *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 1682 (1996).
¹⁸P. Monot, thèse de doctorat de l'Université Paris-sud, Centre d'Orsay, 1993.
¹⁹V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2329 (2000).
²⁰P. Mora and F. Amiranoff, *J. Appl. Phys.* **66**, 3476 (1989).
²¹E. Esarey, B. Hafizi, R. Hubbard *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5552 (1998).
²²P. Mora and T. M. Antonsen, *Phys. Plasmas* **4**, 217 (1997).
²³T. Katsouleas, S. Wilks, P. Chen *et al.*, *Part. Accel.* **22**, 81 (1987).
²⁴B. Quesnel and P. Mora, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
²⁵K. C. Tzeng, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Phys. Plasmas* **6**, 2105 (1999).

Dynamics of Raman instabilities using chirped laser pulses

J. Faure,¹ J.-R. Marquès,¹ V. Malka,¹ F. Amiranoff,¹ Z. Najmudin,² B. Walton,² J.-P. Rousseau,³ S. Ranc,³ A. Solodov,⁴ and P. Mora⁴

¹Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR 7605, CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Pierre et Marie Curie, 91128 Palaiseau Cedex, France

²Blackett Laboratory, Imperial College, London, United Kingdom

³Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Nationale Supérieure des Techniques avancées, 91128 Palaiseau, France

⁴Centre de Physique Théorique, UMR 7644 CNRS-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

(Received 12 September 2000; published 24 May 2001)

Time resolved measurements of the growth of Raman instabilities were performed using a picosecond chirped laser pulse. It was observed experimentally that for a short laser pulse (<10 ps), forward and 30° Raman scattering occur at the back of the pulse. The growth of the instabilities was found to be independent of the sign of the chirp. In addition, a simple temporal model was developed and shows good agreement with the experimental results. This model also indicates that the plasma wave driven by forward Raman scattering is severely damped in the case of pulses longer than a few picoseconds. Damping by the modulational instability is compatible with the experimental results.

DOI: 10.1103/PhysRevE.63.065401

PACS number(s): 52.35.Mw, 52.38.-r, 52.75.Di

Raman instabilities [1] occur during the interaction of intense light with an underdense plasma for electron densities $n_e \leq n_c/4$, where n_c is the plasma critical density. Raman instabilities are usually described as a three wave process in which an incident electromagnetic (EM) wave (ω_0, \mathbf{k}_0) decays resonantly into a scattered electromagnetic wave (ω_s, \mathbf{k}_s) and a plasma wave ($\omega_{pe}, \mathbf{k}_p$), where ω_{pe} is the frequency of the electron plasma wave. These waves satisfy the dispersion relations in a plasma, as well as the phase matching conditions: $\omega_0 = \omega_s + \omega_{pe}$ and $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_p$. These instabilities have been studied intensively for the past few decades because of their important role in inertial confinement fusion physics. In the interaction of a short (<10 ps) high intensity ($I \approx 10^{18}$ W/cm²) laser pulse with an underdense plasma, Raman instabilities also play an important role. For instance, in the laser-plasma accelerator concept [2,3], Raman forward scattering (RFS) can be used to drive relativistic plasma waves [4,5] which accelerate electrons to multi-MeV energies. This effect is also relevant for the fast ignitor [6] fusion scheme: the ultraintense laser pulse propagating in underdense regions of the expanding fusion target can produce hot electrons through Raman instabilities. Therefore, the study of the dynamics of the different Raman instabilities and their interplay is crucial to a better understanding of the interaction in these regimes.

For three wave Raman processes, the growth rate is [7]: $\gamma = kca_0/4[\omega_p^2/\omega_{pe}(\omega_0 - \omega_{pe})]^{1/2}$, where k is the plasma wave vector, ω_p the plasma frequency, a_0 the normalized potential vector, and ω_0 the laser central frequency. The plasma wave (or Bohm-Gross) frequency reads $\omega_{pe} = (\omega_p^2 + 3k^2v_{th}^2)^{1/2}$, where v_{th} is the electron thermal velocity. The three wave Raman growth rate increases with the scattering angle and is maximum for Raman backward scattering (RBS). Hence one expects RBS to occur first, followed by Raman side scattering (RSS) and RFS. This has been observed in recent particle in cell (PIC) simulations: Tzeng *et al.* [8,9] simulated the interaction of an ultraintense laser

pulse and showed that wavebreaking due to RBS and large angle RSS occurs at the beginning of the pulse, while RFS grows later in the pulse. This leads to a possible scenario for trapping [10,8]: RBS and RSS could preaccelerate electrons, enhancing the trapping in the fast plasma wave driven by RFS. This illustrates the important role of the instability dynamics on the understanding of trapping mechanisms.

The temporal evolution of the RFS-driven plasma wave has been measured before [11] using Thomson scattering. However, in this Rapid Communication, we assess the time in the referential of the laser pulse at which Raman instabilities occur. In this sense, our measurements give additional information on the dynamics of the instabilities. The temporal resolution was obtained by using a chirped pulse as the pump pulse. Although chirped pulses have been used before [12], here they have been used to investigate on the temporal dynamics of instabilities and they constitute a powerful tool for such a purpose.

The experiment was performed at the Laboratoire d'Optique Appliquée on the 10 Hz, 20 terawatt laser at $\lambda_0 = 820$ nm. The laser delivered up to 600 mJ in $\tau_0 = 35$ fs at full width half maximum (FWHM) and was focused with a $f/7.5$ off axis parabola to a focal spot of $w_0 = 6$ μ m, where w_0 is the radius at $1/e$ in field amplitude. However, by translating one of the gratings of the compressor, we were able to generate chirped pulses with durations at FWHM ranging from $\tau_c = 35$ fs to 7 ps (and respective intensities from $I = 1.5 \times 10^{19}$ to $I = 8 \times 10^{16}$ W/cm²). The chirped laser pulse was focused onto the edge of a supersonic helium gas jet. The neutral density profile of the jet was measured before the experiment [13]: it was flat over a plateau of 4 mm and the density gradient length at the edges was about 400 μ m. In order to study the temporal dynamics of Raman instabilities, the transmitted light, the 30° side scattered light and the back-scattered light from the interaction were imaged onto the slit of a spectrometer. The spectra were recorded with a 16 bit charge-coupled-device camera.

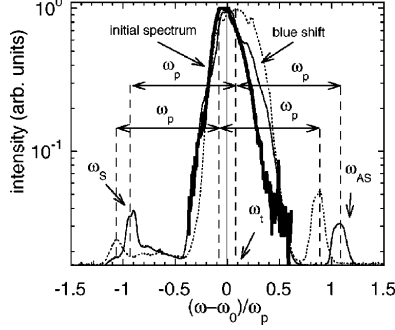


FIG. 1. Experimental RFS spectra for $\tau_c=4.2$ ps, $I=1.2 \times 10^{17}$ W/cm², $n_e=3 \times 10^{19}$ cm⁻³. Solid (dotted) line: positive (negative) chirp. Thick solid line: initial spectrum.

For a chirped Gaussian pulse, one can define an instantaneous frequency: $\omega_t = \omega_0 + 2bt$, where b is the chirp parameter $b = 2 \ln 2 / \tau_c^2 \sqrt{(\tau_c / \tau_0)^2 - 1}$, t the time in the pulse reference frame, and τ_c (τ_0) the duration at FWHM of the chirped (transform limited) pulse. Hence, for a positive (negative) chirp, $b > (<) 0$ and the ‘‘red’’ (‘‘blue’’) frequencies are located at the front of the pulse.

If a plasma wave grows during the interaction an EM wave at frequency $\omega_s = \omega_{t_0} - \omega_{pe}$ is scattered. Its amplitude will reach a maximum at time t_0 , and t_0 maximizes the product $E(t)\delta n(t)$, where δn is the amplitude of the density perturbation associated with the plasma wave and $E(t)$ the laser electric field. Hence, by measuring the spectrum of the scattered wave, one can retrieve the instantaneous frequency ω_{t_0} , and, as a consequence, obtain time resolution in the referential frame of the pulse.

The thin solid line of Fig. 1 shows a typical RFS experimental spectrum (transmitted light), obtained for a positive chirp. One can see the spectrum of the laser and two satellites: Stokes at $\omega_s = \omega_{t_0} - \omega_{pe}$ and anti-Stokes at $\omega_{AS} = \omega_{t_0} + \omega_{pe}$. These two satellites signify the presence of a plasma wave driven by RFS. Then, the instantaneous frequency is simply given by $\omega_{t_0} = (\omega_s + \omega_{AS})/2$, and one can retrieve the time of maximum scattering t_0 knowing the central frequency ω_0 . The initial laser spectrum (thick solid line) was fitted by a Gaussian function, giving a central wavelength at $\lambda_0 = 813$ nm, which was used for the analysis. The dashed line in Fig. 1 shows the RFS spectrum obtained with the same parameters but for a negative chirp. In this case, the satellites are shifted because the frequency ω_{t_0} is different for a positive or a negative chirp. In Fig. 1, one can also notice that the central wavelength was somewhat blue shifted: this is the effect of ionization [14]. Ionization causes a frequency shift but it takes place early enough in the pulse so that RFS does not experience it.

This purely temporal analysis of the data neglects propagation effects. This assumption is justified because for all the data shown in this paper, the laser power was always lower than the critical power for relativistic self-focusing when the pulse was chirped: $P/P_C < 1$, where P_C (GW)

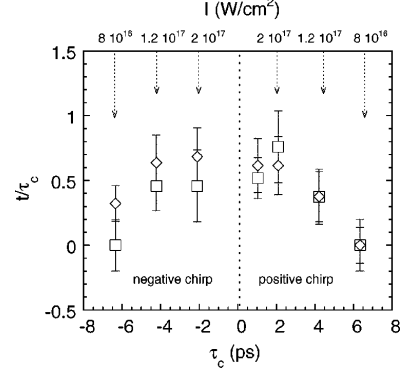


FIG. 2. Time of maximum scattering for RFS (open squares) and RSS (open diamonds) for different pulse durations and for $n_e = 3 \times 10^{19}$ cm⁻³. On the y axis, $t/\tau_c = 0$ corresponds to the maximum intensity of the pulse.

$\approx 16.2(\omega_0/\omega_p)^2$ [15]. Therefore, the effective interaction length was never larger than a Rayleigh length $z_R = \pi w_0^2/\lambda_0 = 140$ μ m. In addition, the pulse length $c\tau_c$ was always larger than z_R .

The time resolution dt of the method is limited by the spectral width $d\omega$ (at FWHM) of the Raman satellites. The spectral width can be due to the Fourier transform limit, in this case $dt \geq 4 \ln 2/d\omega$; it can also be limited by the chirp, in this case $dt = d\omega/(2b)$. In the best case, the resolution is $dt = \sqrt{\tau_0\tau_c}$, which is 190 fs (460 fs) for a 1 ps (6 ps) chirped pulse. In this paper, the resolution is represented for each data point by error bars on the figures. It is generally lower than 1 ps and small enough so that $dt/\tau_c \leq 0.3$.

The time of maximum scattering t_{RFS} (t_{RSS}) can be obtained from the spectra of forward scattered (30° side scattered) light. The results are presented in Fig. 2: both RFS (open squares) and 30° RSS (open diamonds) grow at the back of the pulse. It should be noted that the measurement could not resolve the difference in the growth of RFS and 30° RSS. In addition, the sign of the chirp does not seem to affect the growth of RFS and RSS: for a given pulse duration, the times of maximum scattering t_{RFS} and t_{RSS} are the same for a positive or a negative chirp. This is also confirmed by the fact that the Raman satellites have about the same amplitude for a positive or negative chirp (see Fig. 1). There is another interesting feature in Fig. 2: for long pulses ($\tau_c > 4$ ps), the maximum scattering tends to occur around the middle of the pulse.

These results are in agreement with PIC simulations: Fig. 1(c) from Ref. [9] shows a simulation with parameters similar to ours: $\tau_{FWHM} = 600$ fs, $a_0 = 0.3$, $n_e/n_c = 1\%$. It clearly shows that in this regime, RFS takes place at the end of the pulse.

In order to explain the behavior of RFS for longer pulses ($\tau \geq 1$ ps), we developed a simple temporal model. The chirped electric field is described as

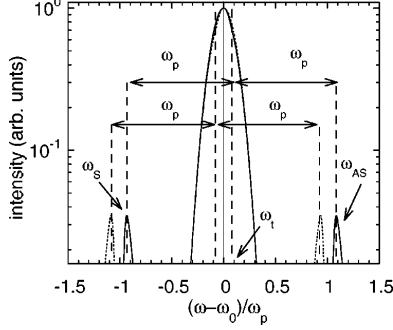


FIG. 3. Calculated RFS spectra for $\tau_c = 4.2$ ps, $I = 1.2 \times 10^{17}$ W/cm², $n_e = 3 \times 10^{19}$ cm⁻³. Solid (dotted) line: positive (negative) chirp.

$$E_{in}(t) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_c} \right)^2 + i\Phi \right], \quad (1)$$

where $\Phi = \omega_0 t + bt^2$. The plasma wave driven by RFS grows according to the purely temporal, nonrelativistic four wave growth rate [7] $\gamma_0 = a_0(t) \omega_p^2 / (\sqrt{8} \omega_0)$, where it is assumed that $a_0 < 1$, and $a_0(t) \propto \sqrt{I(t) \lambda^2}$. The plasma wave is also damped by the modulational instability (MI) in the supersonic regime [16] for which the growth rate is given by: $\alpha_0 = (\omega_{pi} / \sqrt{6}) (c/v_{th}) \delta n(t)$. The evolution of the plasma wave can be found by solving the heuristic equation

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n = \gamma_0(t) \delta n - \alpha_0(t, \delta n) \delta n. \quad (2)$$

The first term on the right-hand side describes the growth of the plasma wave due to RFS. The instability is considered to be in its linear part and the wave amplitude is small: $\delta n \ll 1$. It is also considered to be weak enough so that the envelope of the pulse is not modified ($\gamma_0 / \omega_p \ll 1$). The second term is a phenomenological term simulating the damping of the plasma wave by the MI with a time dependent damping rate $\alpha_0(t)$. The interaction length is chosen to be the Rayleigh length since there is no self-focusing: it is the region where the laser intensity is high and where the plasma waves can have significant amplitudes. From these assumptions, one can write the electric field after interaction: $E_{out}(t) = E_{in}(t) \exp(i\Psi)$, where Ψ is the phase experienced by the laser during propagation in the plasma; it is given by

$$\Psi = \pi \delta n(t) \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{z_R}{\lambda_p} \sin(\omega_p t). \quad (3)$$

The experimental parameters always verify $a_0 < 1$ and $\gamma_0 / \omega_p \ll 1$, and this simple model gives results in good agreement with the experimental data. Figure 3 shows a calculated RFS spectrum with the same experimental parameters as Fig. 1. For this calculation, the temperature was $T_e = 200$ eV and the initial noise δn_0 was considered to be caused by the longitudinal ponderomotive force of a Gaussian pulse with truncated feet [17]: $\delta n_0 = 0.9 \pi a_0^2 / (\tau_c \omega_p)^{2.8}$.

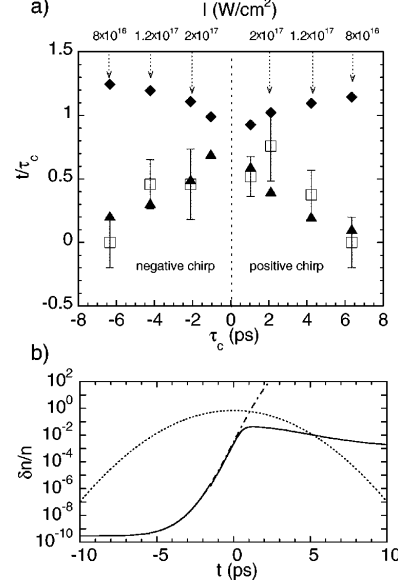


FIG. 4. (a) Time of maximum scattering for RFS for different pulse durations $n_e = 3 \times 10^{19}$ cm⁻³. Open squares, experimental data; closed triangles (diamonds), calculated points with (without) damping by the modulational instability. (b) Dotted line, profile of the laser pulse; solid (dash-dotted) line, growth of the plasma wave with (without) damping.

One can notice a remarkably good agreement between the experiment and the model in terms of the satellite positions and amplitude. For instance the relative amplitude of the Raman satellites is 2.5 to 4×10^{-2} in the experiment and 3.5×10^{-2} for the calculated spectrum. For the positive chirp, the position of the Stokes (anti-Stokes) is $\lambda_S = 928$ nm ($\lambda_{AS} = 708$ nm) for the experimental case, and $\lambda_S = 926$ nm ($\lambda_{AS} = 711$ nm) for the calculation. The free parameters T_e and δn_0 do not have an important effect on the result: changing T_e from 50 eV to 1 keV causes the Raman satellites to be shifted by less than 4 nm [which is 4×10^{-2} in units of $(\omega - \omega_0) / \omega_p$].

The same model was used to retrieve the time of maximum scattering for RFS as a function of pulse duration. A comparison between the model and the experiment is shown in Fig. 4(a): without MI (solid diamonds), the model predicts a growth of the plasma wave until the end of the pulse. In this case, the scattering takes place very late in the pulse, contrary to what is observed. When damping of the plasma wave by the MI is included, the agreement with the experimental result is very good. The growth of ion waves in a time of the order of a few ion plasma periods saturates the plasma wave amplitude at about 5%. This is shown in Fig. 4(b). Moreover, before being damped, the plasma wave grows as $\exp(\Gamma t)$, with

$$\Gamma(t) = \int_{-\infty}^t \gamma_0(t) dt \propto \sqrt{\tau_c} [1 + \text{erf}(t/\tau_c \sqrt{2 \ln 2})]. \quad (4)$$

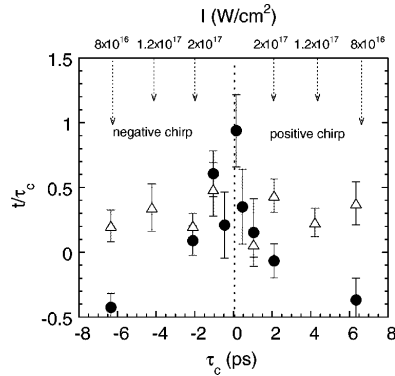


FIG. 5. Time of maximum scattering for RSS for different pulse durations and densities. Open triangles, experimental points for RSS at $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; closed circles, experimental points for RSS at $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

This explains that for longer pulses, the plasma wave reaches high amplitudes earlier in the pulse reference frame. As a consequence, it is damped earlier. This is confirmed by Fig. 4(a).

In Fig. 5, the time of maximum scattering for 30° RSS is

represented for two different densities. It shows that for long pulses, the maximum scattering occurs earlier in the pulse when the density is increased. This is due to the fact that for higher densities, RSS grows faster and the plasma wave reaches high amplitudes earlier in the pulse reference frame. Furthermore, at higher densities, ω_{pi} is larger; the ions can move faster and the MI is more efficient.

Measurements on RBS were also performed and showed that for $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, RBS always occurred before the peak of the pulse. However, we found a difference in the time of maximum scattering for a positive and negative chirp. This could have been due to ionization blue shifting since RBS takes place at the beginning of the pulse. However, this point needs further investigations.

In conclusion, we have reported on measurements of Raman instabilities with subpicosecond time resolution in the referential frame of the laser pulse. We have found that Raman 30° side scattering and forward scattering occur at the back of the pulse. A simple model has been developed; it allows us to calculate RFS spectra with a good accuracy, and the results match the experiment very well. The model also shows that for long pulses, the plasma wave cannot have an amplitude larger than 5% because of the damping by the modulational instability. We have also shown that this damping occurs earlier at higher densities. These results are in agreement with previously published theoretical estimates and PIC simulations.

- [1] J. F. Drake *et al.*, Phys. Fluids **17**, 778 (1974).
 [2] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
 [3] E. Esarey *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
 [4] N. E. Andreev *et al.*, Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz. **55**, 551 (1992) [JETP Lett. **55**, 571 (1992)]; P. Sprangle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992).
 [5] A. Modena *et al.*, Nature (London) **377**, 606 (1995); D. Umstadter *et al.*, Science **273**, 472 (1996).
 [6] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
 [7] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interaction* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1988), Chap. 7, p. 78-79.
 [8] K. C. Tzeng, W. B. Mori, and T. Katsouleas, Phys. Plasmas **6**, 2105 (1999).
 [9] K. C. Tzeng, W. B. Mori, and C. Decker, Phys. Rev. Lett. **76**, 3332 (1996).
 [10] P. Bertrand *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 3115 (1995); C. I. Moore *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
 [11] A. Ting *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5377 (1996); S. P. Leblanc *et al.*, *ibid.* **77**, 5381 (1996).
 [12] P. Chessa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 552 (1999).
 [13] V. Malka *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 6 (2000).
 [14] N. Bloembergen, Opt. Commun. **8**, 285 (1973); S. C. Rae and K. Burnett, Phys. Rev. A **46**, 1084 (1992); W. M. Wood, G. Focht, and M. C. Downer, Opt. Lett. **13**, 984 (1988).
 [15] A. G. Litvak, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **57**, 629 (1969) [Sov. Phys. JETP **30**, 344 (1969)]; P. Sprangle, C. M. Tang, and E. Esarey, IEEE Trans. Plasma Sci. **15**, 145 (1987).
 [16] F. Amiranoff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3710 (1992); V. E. Zakharov, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **62**, 1745 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 908 (1972)]; P. Mora *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1611 (1988).
 [17] C. D. Decker, Ph.D. dissertation, University of California, Los Angeles, 1994, p. 115.

Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas

J. Faure, V. Malka, J.-R. Marquès, P.-G. David, and F. Amiranoff

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR 7605, CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Pierre et Marie Curie, 91128 Palaiseau Cedex, France

K. Ta Phuoc and A. Rousse

Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Nationale Supérieure des Techniques avancées, 91128 Palaiseau, France

(Received 24 August 2001; accepted 7 December 2001)

An experiment investigating laser self-focusing in underdense plasmas is presented. It was shown experimentally that the critical power for relativistic self-focusing P_c is not the only relevant parameter, in particular when the laser pulse duration is comparable to plasma particle motion times: ω_p^{-1} for electrons and ω_{pi}^{-1} for ions. Using time resolved shadowgraphy, it was demonstrated that: (i) a pulse does not relativistically self-focus if its duration is too short compared to ω_p^{-1} , even in the case where the power is greater than P_c . This is due to defocusing by the longitudinal wake which is generated by the laser pulse itself. (ii) For pulses longer than ω_{pi}^{-1} , self-focusing can occur even for powers lower than P_c . This is due to the radial expansion of ions, creating a channel whose effect combines with relativistic focusing and helps the pulse to self-focus. © 2002 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1447556]

The advent of high-power short-pulse lasers¹ has allowed access to a new regime of intensity for laser-matter interaction experiments. For a wide range of applications, such as laser-driven accelerators,^{2,3} harmonic generation,^{4,5} x-ray lasers,⁶ and laser fusion schemes,⁷ it is required that a high-intensity laser propagate in an underdense plasma over long distances, well in excess of the Rayleigh length $z_R = \pi w_0^2/\lambda$, where w_0 is the beam radius at $1/e^2$ in intensity and λ the laser wavelength. In the absence of a guiding mechanism, the laser pulse stays focused at a high intensity only over $z_R \leq 1$ mm and then diffracts. However, in laser-plasma experiments, nonlinear self-focusing^{8,9} permits high-intensity propagation over much longer distances. This happens when the laser power P is greater than the critical power for relativistic self-focusing P_c [GW] = $16.2(\omega_0/\omega_p)^2$,^{10,11} where ω_0 and ω_p are, respectively, the laser frequency and the electron plasma frequency. The plasma frequency reads $\omega_p = (n_e e^2/\epsilon_0 m_e)^{1/2}$, where n_e is the electron density, e and m_e are, respectively, the charge and mass of the electron. When an ultra-intense laser pulse undergoes self-focusing in a plasma, one has to consider: (i) relativistic effects due to the mass increase of electrons oscillating in the laser field; (ii) charge displacement effects due to the ponderomotive radial expansion of electrons. Relativistic and ponderomotive self-focusing have been observed in many experiments¹²⁻¹⁴ and have proven to be an efficient way to guide a pulse over distances much longer than z_R . However, all of the past experiments were done in a regime where the pulse duration at full width half maximum (FWHM) τ_0 is much longer than the electron plasma period (ω_p^{-1}) and shorter than the ion plasma period: $\omega_p^{-1} < \tau_0 < \omega_{pi}^{-1}$. The ion plasma frequency is defined as $\omega_{pi} = (Z m_e/m_i)^{1/2} \omega_p$, where Z and m_i are the charge state and

the mass of the ions. A recent publication¹⁵ reports on self-focusing of ultra-short pulses (29 fs), in a parameter regime similar to ours, with an emphasis on filamentation on short scale distances.

In this letter we will describe an experiment where long scale (4 mm) propagation is studied and different regimes of interaction are discussed: (i) for a very short pulse (35 fs), when the plasma density was such that $\omega_p \tau_0 < 4.6$, no self-focusing was observed even though the laser power was far in excess of P_c ; (ii) for longer pulses (> 1 ps), self-focusing was found to occur even for cases where $P/P_c < 1$. This is the first time that the crucial effect of pulse duration on laser self-focusing is clearly experimentally demonstrated. Other authors¹⁵ have also observed that self-focusing does not occur for short pulses.

The experiment was performed at the Laboratoire d'Optique Appliquée on a 10 Hz, 20 terawatt laser at $\lambda = 820$ nm. The laser (linear polarization) delivered up to 600 mJ in $\tau_0 = 35$ fs and was focused with a $f/7.5$ off-axis parabola to a focal spot of $w_0 = 6 \mu\text{m}$ ($z_R \approx 140 \mu\text{m}$). By translating one of the gratings of the compressor, it was possible to generate chirped pulses with durations at FWHM ranging from $\tau_0 = 35$ fs to 3 ps (and respective intensities from $I = 1.8 \times 10^{19}$ to $I = 1.8 \times 10^{17}$ W/cm²). The laser pulse was focused onto the edge of a supersonic helium gas jet in order to avoid refraction induced ionization. The neutral density profile of the jet was measured before the experiment:¹⁶ it was flat over a plateau of 4 mm and the density gradient at the edges was about $400 \mu\text{m}$. The atomic density could be controlled by changing the backing pressure of the jet and could reach up to $n_0 = 3 \times 10^{19}$ cm⁻³. A short (< 50 fs), low-intensity probe pulse was used for shadowgraphy of the plasma, as shown in Fig. 1. The probe pulse was synchro-

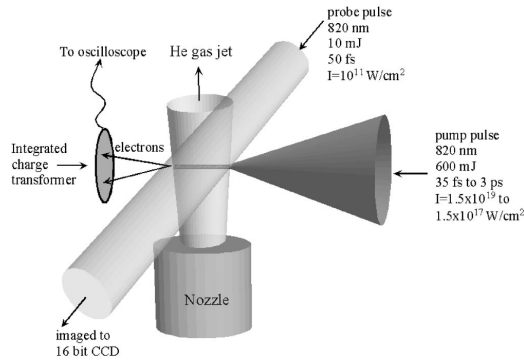


FIG. 1. Experimental setup.

nized with femtosecond accuracy with the pump so that it would reach the plasma when the pump pulse exited the jet. Shadowgraphy is sensitive to changes in the index of refraction of the probed material, e.g., density gradients. Thus, it gives qualitative information on the propagation of the laser in the gas jet: when the laser propagates in the gas, it quickly creates a plasma through above threshold ionization (ATI)¹⁷ and leaves a print of plasma behind it. Hence, the shadowgram patterns represent contours where the pump intensity is greater than the threshold for the first ionization stage. This corresponds to intensity contours where $I > 1.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. This diagnostic gives information on long scale (4 mm) propagation, but the resolution was not high enough to resolve filamentation.

In this ultra-high intensity regime ($I = 1.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$), electrons oscillate at relativistic velocities, which causes their mass to increase by the Lorentz factor: $\gamma_{\perp} = (1 + a_0^2/2)^{1/2} = 2.3$, where a_0 is the normalized potential vector. This effect has to be taken into account when defining plasma parameters relevant for the interaction. Hence, one defines the effective plasma frequency: $\omega_p^{\text{eff}} = \omega_p / \gamma_{\perp}^{1/2}$. When the power is much greater than P_c and when the intensity is relativistic ($a_0 > 1$), complicated phenomena such as electron cavitation can occur.¹⁰

Pictures (a) to (d) in Fig. 2 represent shadowgrams taken for different plasma densities and for a short pulse: $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ and $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. By changing the plasma density, one changes the parameter P/P_c as well as the product $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0$. For all shots of Fig. 2, the power was greater than P_c , however, there is a clear transition between picture (a) and (d). As soon as the pulse duration is longer than the plasma period and satisfies $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 > 8$, as in pictures (a) and (b), the plasma is confined to a thin line, which is significant of laser self-focusing. In particular, on picture (b), the laser is guided over more than $25z_R$. On picture (c), the guiding length seems smaller, and finally on picture (d) ($\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 4.6$), the laser is not guided at all and a plasma exists over the whole diffraction cone of the laser.

This behavior can be explained by previously published theoretical calculations:^{18–21} when an intense laser pulse is focused into a plasma, it generates a longitudinal wake

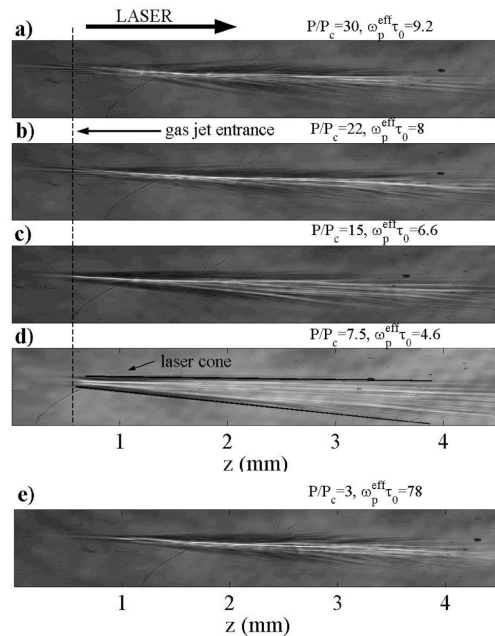


FIG. 2. (a)–(d) Shadowgrams obtained with a 35 fs, $1.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ laser. (a) $P/P_c = 30$, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 9.2$. (b) $P/P_c = 22$, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 8$. (c) $P/P_c = 15$, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 6.6$. (d) $P/P_c = 7.5$, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 4.6$. (e) Shadowgram obtained with a 250 fs, $2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ laser; $P/P_c = 3$, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 78$.

which defocuses the pulse front on a time scale on the order of ω_p^{-1} . If the laser pulse duration is comparable to ω_p^{-1} , defocusing by the plasma wave balances relativistic focusing and self-focusing becomes much more difficult. This explains picture (d), although $P/P_c = 7.5$, the laser diffracts because the parameter $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 4.6$ is too small. Picture (c) shows the transition between the unguided regime of picture (d) and the guided regime of picture (b): the plasma is thin over 1 mm (guiding) and then becomes wider (diffraction). This can be explained as follows: at first the pulse is long enough to be guided because the parameter $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 6.6$ is large enough. However, after a few Rayleigh lengths, the front of the pulse has probably been strongly eroded by the plasma wave. This causes a decrease in laser pulse duration and the propagation becomes similar to the one in picture (d).

To verify that the self-focusing threshold in the short pulse regime is really due to the parameter $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0$ and not P/P_c , Fig. 2(e) shows the shadowgram of a 250 fs pulse obtained for $P/P_c = 3$ and $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 78$: although the power is smaller than for case (d) the laser is self-focused because the pulse is long enough.

In our experiment, other phenomena have been observed: Raman scattering,²² generation of an electron beam with energies up to 70 MeV.²³ The generation of relativistic electrons in this ultra-short pulse regime was found to be extremely dependent on the nature of laser propagation. This is illustrated in Fig. 3: the full diamonds represent the num-

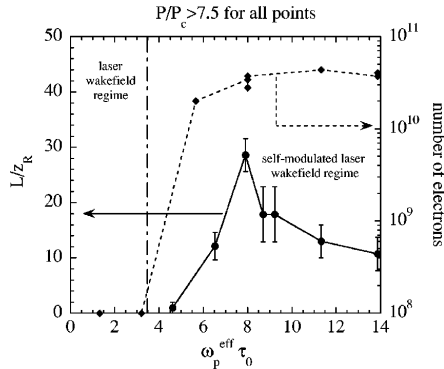


FIG. 3. Correlation between self-focusing and relativistic electron generation in the short pulse regime (35 fs, 1.8×10^{19} W/cm²) plotted as a function of $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0$ and P/P_c . Full diamonds: number of accelerated electrons measured with an integrated charge transformer placed 10 cm after the interaction point. The detection threshold is 2×10^8 electrons. Full circles: length of self-focused propagation estimated from the shadowgrams. The points for which $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 > 13$ have been obtained with a 2 mm supersonic gas jet and not with the 4 mm one.

ber of electrons measured by an integrated charge transformer and the full circles represent the estimated length of self-guided propagation. The threshold for self-focusing and electron production is the same: $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 = 4.6$. This is close to the laser wakefield condition: $\omega_p \tau_0 = 3.3$ (or the more common $\omega_p \tau_{1/c} = 2$). There is a clear transition between two regimes: (i) the laser wakefield regime,²⁴ $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 < 3.5$, in which self-focusing and electron production do not occur; (ii) the self-modulated regime, $\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 > 5$, in which the pulse is self-focused and both Raman forward scattering and electron generation occur.^{25–27}

Another regime of interest for laser-plasma experiments is reached when the pulse duration lasts a few picoseconds. The nature of the interaction is then quite different: the radial ponderomotive force first acts on the electrons, creating a charge separation. If this separation is maintained over durations comparable to ω_{pi}^{-1} , then the ions start to move radially, forming an ion channel^{28,29} during the interaction with the pulse. This reinforces the effects of relativistic self-focusing. Consider a parabolic channel of the form $n_e = n_0 + \Delta n r^2 / w_0^2$, where $\Delta n = n_e(r = w_0) - n_e(r = 0)$ is the channel depth. A Gaussian beam of radius w_0 will be guided in such a channel if the channel depth is greater than a critical channel depth: $\Delta n > \Delta n_c$, where $\Delta n_c [\text{cm}^{-3}] = 1.13 \times 10^{20} / w_0^2 [\mu\text{m}]$. Taking into account this channeling effect, as well as relativistic effects, one finds that the pulse will be self-focused if $P > P_M$, with $P_M = P_c (1 - \Delta n / \Delta n_c)$.^{30,31} In this case, if the ions have enough time to move within the interaction, the threshold for self-focusing can be sensibly lower than P_c . In this part of the experiment, the laser intensity was not relativistic when the pulse was stretched to picosecond durations ($I < 10^{18}$ W/cm²). As a consequence, ω_p is a relevant parameter for this regime and it is not necessary to use the previously defined parameter ω_p^{eff} .

This is illustrated in Fig. 4: pictures (a) to (c) represent

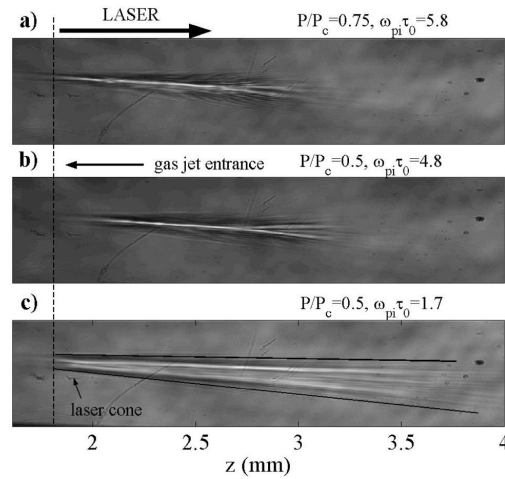


FIG. 4. Shadowgrams obtained with picosecond pulses. (a) $\tau_0 = 1$ ps, $I = 5 \times 10^{17}$ W/cm², $P/P_c = 0.75$, $\omega_{pi} \tau_0 = 5.8$. (b) $\tau_0 = 1$ ps, $I = 5 \times 10^{17}$ W/cm², $P/P_c = 0.5$, $\omega_{pi} \tau_0 = 4.8$. (c) $\tau_0 = 0.5$ ps, $I = 10^{18}$ W/cm², $P/P_c = 0.5$, $\omega_{pi} \tau_0 = 1.7$.

shadowgrams obtained with various pulse durations and plasma densities. For all shots $P/P_c < 1$. Pictures (a) and (b) were obtained with a 1 ps pulse and show evidence of self-focusing: although $P/P_c < 1$, the ions have enough time to move ($\omega_{pi} \tau_0 > 4$) and create a channel which helps self-channeling. On the contrary, for case (c), channel formation does not occur during the interaction because $\omega_{pi} \tau_0 = 1.7$ is too small. As a consequence, the laser is not guided as can be seen again on Fig. 4(c): the plasma fills the whole diffraction cone of the laser.

To verify that this self-channeling effect was really due to the motion of ions, we used a 1D fluid model³² in order to simulate the radial expansion of ions. This model is nonrelativistic and assumes that electron inertia is negligible. Despite these restrictions, the model is valid for simulating the

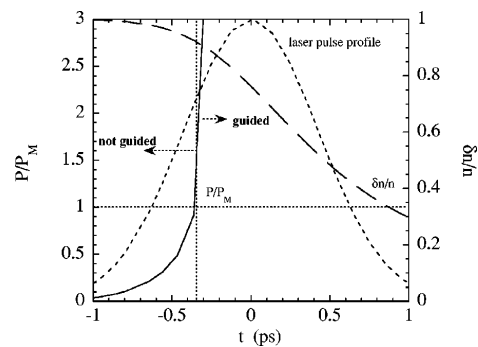


FIG. 5. Simulation of the evolution of parameter P/P_M as a function of time and computed with a 1D fluid model for radial ion motion. Dashed line: on-axis density perturbation. Dotted line: pulse temporal profile; full line: P/P_M .

case of Fig. 4(b). The plasma was supposed to be initially uniform ($n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$); the laser parameters were $\tau_0 = 1 \text{ ps}$, $I = 5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. The temporal evolution of the density could then be computed and as a consequence, the evolution of $P_M(t)$ could also be retrieved. This is what is shown in Fig. 5: the dotted line stands for the pulse temporal shape, the dashed line represents the evolution of the on-axis electron density and the full line represents the evolution of parameter $P/P_M(t)$ at a given z of the interaction. When $P/P_M(t) > 1$, the channel is deep enough for guiding the pulse. As can be observed in Fig. 5, the front of the pulse, for which $P/P_M(t) < 1$ is not guided and it probably erodes away after propagation over a few z_R . However, the back of the pulse (about 85% of the total energy) is guided. This explains the observation of Fig. 4(b). The model might over-estimate the depth of the channel at long times because it does not account for plasma heating.

In conclusion, we have studied experimentally different regimes of self-focusing of an ultra-intense laser pulse in an underdense plasma. It was found that not only the laser power should be considered but that the laser pulse duration should be carefully compared to typical time scales of plasma particle motion. We showed experimentally that when the laser pulse is too short ($\omega_p^{\text{eff}} \tau_0 < 4.6$), self-focusing does not occur, even for powers greater than P_c . This is due to the response time of the plasma, which is approximately ω_p^{-1} : the laser drives a longitudinal wake which has a defocusing effect on the laser beam. We also showed that when the laser pulse is long enough ($\omega_{pi} \tau_0 > 4$), self-focusing occurs even though the laser power is lower than P_c . This is due to the motion of ions and channel formation which takes place during the interaction. These results confirm theoretical estimates^{20,31} and should help in choosing laser and plasma parameters for future experiments where self-guiding is necessary.

ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to acknowledge the excellent support of the laser team at Laboratoire d'Optique Appliquée during the experiment.

¹D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).

²T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

³E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).

⁴A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, and K. C. Rodes, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 595 (1987).

⁵A. L'Huillier and P. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993).

⁶N. H. Burnett and G. D. Enright, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1797 (1990).

⁷M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Krueer, S. C. Wiks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).

⁸A. G. Litvak, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57**, 629 (1969).

⁹C. E. Max, J. Arons, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974).

¹⁰G. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar, *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987).

¹¹P. Sprangle, C.-H. Tang, and E. Esarey, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-15**, 145 (1987).

¹²A. B. Borisov, A. V. Borovski, V. V. Korobkin, J. C. Solem, O. B. Shiryayev, A. McPherson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2309 (1992).

¹³P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995).

¹⁴P. E. Young and P. R. Bolton, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4556 (1996).

¹⁵X. Wang, M. Krishnan, N. Saleh, H. Wang, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5324 (2000).

¹⁶V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2329 (2000).

¹⁷L. V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965).

¹⁸P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990).

¹⁹P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Phys. Rev. A* **41**, 4463 (1990).

²⁰A. Ting, E. Esarey, and P. Sprangle, *Phys. Fluids B* **2**, 1390 (1990).

²¹B. Hafizi, A. Ting, P. Sprangle, and R. F. Hubbard, *Phys. Rev. E* **62**, 4120 (2000).

²²J. Faure, J.-R. Marquès, V. Malka, F. Amiranoff, Z. Najmudin, B. Walton, J.-P. Rousseau, S. Ranc, A. Solodov, and P. Mora, *Phys. Rev. E* **63**, 065401 (2001).

²³V. Malka, J. Faure, J. R. Marquès *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 2605 (2001).

²⁴F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998).

²⁵A. Modena, A. Dangor, Z. Najmudin, C. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. Darrow, D. Neely, and F. Walsh, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).

²⁶D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou, and R. Wagner, *Science* **273**, 472 (1996).

²⁷C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi, H. R. Burris, C. Manka, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3909 (1997).

²⁸C. G. Durfee III, J. Lynch, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. E* **51**, 2368 (1995).

²⁹V. Malka, E. De Wispelaere, F. Amiranoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2979 (1997).

³⁰E. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2887 (1994).

³¹E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1879 (1997).

³²J. R. Marquès, F. Amiranoff, A. Dyson *et al.*, *Phys. Fluids B* **5**, 597 (1993).

Observation of a Hot High-Current Electron Beam from a Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator

M. I. K. Santala,^{1,4} Z. Najmudin,¹ E. L. Clark,¹ M. Tatarakis,¹ K. Krushelnick,¹ A. E. Dangor,¹ V. Malka,² J. Faure,² R. Allott,³ and R. J. Clarke³

¹*Plasma Physics Group, The Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2BZ, United Kingdom*

²*LULI, CNRS-CEA, École Polytechnique–Université Pierre et Marie Curie, 91128 Palaiseau Cedex, France*

³*Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton OX11 0QX, United Kingdom*

⁴*Department of Engineering Physics and Mathematics, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, 02015 HUT, Finland*
(Received 25 May 2000)

A highly relativistic electron beam produced by a 50 TW laser-plasma accelerator has been characterized by photonuclear techniques. The beam has large divergence that increases with plasma density. The electron yield also increases with plasma density and reaches up to 4×10^{11} electrons (>10 MeV), with beam current approaching the Alfvén limit. Effective electron temperatures exceeding 8 MeV are found, leading to an order of magnitude higher photonuclear activation yield than in solid target experiments with the same laser system.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.1227

PACS numbers: 52.38.-r, 25.20.-x, 52.75.Di

Very underdense plasmas produced by intense ($>10^{19}$ W/cm²) subpicosecond laser pulses are potentially efficient sources of high-energy electrons [1,2]. High intensity laser pulses can produce large amplitude plasma waves with longitudinal electric field exceeding 100 GV/m [3]. These can produce electrons with energies up to 100 MeV using sources with dimensions on the order of 1 mm (e.g., Refs. [4,5]).

Self-modulated laser wakefield acceleration (LWFA) has recently been the most studied means of generating energetic electrons [2–5]. In moderately dense plasmas (electron density $n = 10^{19}$ cm⁻³, $\approx 1\%$ of critical density) very large accelerating fields can be generated as plasma waves reaching wave breaking amplitudes are driven through forward Raman scattering and self-modulation of the focused laser pulse in the plasma [2,6].

Direct laser acceleration (DLA) is another mechanism recently identified in 3D particle-in-cell (PIC) simulations [7] and observed in experiments at a moderate power [8]. It occurs due to betatron oscillations of electrons in the quasistatic fields generated during the interaction. Simulations suggest that this process may be as efficient as the LWFA in some situations.

The physics of these acceleration mechanisms is not yet fully understood so experimental measurements of the high-energy electrons are important. For applications, it is also necessary to characterize the electron beams in terms of energy spectrum, electron yield, and beam divergence (emittance). Until now, these properties have been studied simultaneously only in a few experiments. In particular, there are no measurements of total relativistic electron yields and no measurements of the electron beam divergence at high electron energies and with high laser power. Some electron beam profiles at low energy have been measured (e.g., in Refs. [8–10]) and several authors have provided spectral information but these are typically

measured on axis and with a small acceptance angle (e.g., Refs. [3,4]).

In this paper we characterize the electron beam produced in a high power (50 TW) gas jet experiment at different plasma densities by photonuclear activation techniques previously used in laser-solid interaction studies [11–13]. This is a single-shot, full-beam technique that is well adapted for the low repetition rate of high-energy, short-pulse lasers. As the diagnostic is completely insensitive to energies below reaction thresholds (8–22 MeV) only electrons with energies in excess of this contribute to our activation results. We measure simultaneously the yield, spectrum (“temperature”), and divergence of the energetic electrons. The total electron current is shown to be close to the Alfvén limit. Compared to laser-solid experiments with the same laser, an order of magnitude increase in the photonuclear activation yield is observed.

The experiment was carried out at Rutherford Appleton Laboratory using the high power, short-pulse beam of the Vulcan laser [14]. The laser operates at 1.05 μ m and provides up to 50 J of energy to target with <1 ps pulse length. The linear-polarized beam could be converted to circular polarization by inserting a $\lambda/4$ plate in the beam. The target was a helium gas jet produced by a supersonic nozzle (diameter 4 mm). The jet has a very homogeneous density profile and a sharp edge [15]. The laser beam was focused at the front edge of the jet by an off-axis paraboloidal mirror in $f/4$ geometry resulting in an estimated intensity up to 10^{19} W/cm². The experimental conditions are similar to Ref. [4], but the laser power is higher. Several plasma diagnostics were employed: Raman forward scattering (RFS) was measured with a near-infrared sensitive spectrometer, the plasma was imaged by transverse probe beam shadowgraphy, as well as by spectrally resolved self-side scatter. Plasma density vs gas jet pressure was calibrated using the frequency shift of Stokes

and anti-Stokes lines in the RFS spectra. The density was varied in the range $(0.5\text{--}4.5) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Besides activation, electrons were measured also by a magnetic spectrometer.

The activation target (Fig. 1) consisted of 1 mm of tantalum (Ta) as a bremsstrahlung converter and a main activator made of 13 copper (Cu) pieces in a 10 mm thick layer covering a solid angle of 0.3 sr. A 3 mm layer of polytetrafluoroethylene [PTFE, $(\text{CF}_2)_n$] was used as an additional activator on several shots. Radiochromic film (RCF) was placed in front of the Ta layer as a monitor sensitive to all electron energies. The high-energy electrons produce bremsstrahlung with good efficiency in the Ta converter and to some extent in Cu. Bremsstrahlung is directed in a narrow cone along the direction of the incident electrons, so only the copper pieces in that direction are exposed. Some of the bremsstrahlung photons induce nuclear reactions in the target materials (Table I). As the different reactions are sensitive to different energies, spectral information (temperature) can be deduced by measuring several reactions simultaneously. Background due to secondary $(n, 2n)$ reaction is estimated to be negligible as it has 11 MeV threshold and low probability above this.

Activity of the β^+ decaying nuclides was measured by coincidence counting with two standard 75 mm NaI(Tl) detectors (see Ref. [13] for a description of the setup). The other nuclides were measured by a 25% efficient n -type germanium detector within a 10 cm thick lead shield. The γ spectra were recorded and analyzed by a PC-based multichannel analyzer. Typical counting times were 100 s for the coincidence setup and 1000 s for the Ge detector. All results were corrected for decay.

The angular distributions were determined by measuring the ^{62}Cu activity in each copper segment at different plasma densities. Two measured, normalized distributions and the observed width (FWHM) as a function of plasma density are shown in Fig. 2. It is seen that electrons are emitted in a fairly wide angle beam and the cone angle increases with plasma density. The angle is found to be only weakly sensitive to the laser power.

The yield of ^{61}Cu ($\gamma, 2n$ reactions) was generally too low to allow it to be used for a piecewise angular distribution measurement. On some high-yield shots at high density the ^{61}Cu activity was measured separately for the

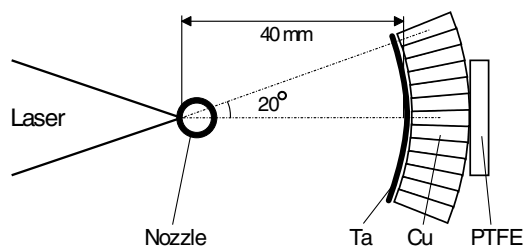


FIG. 1. Schematic drawing of the target setup.

TABLE I. Nuclear reactions used. Q is the reaction threshold, σ_{max} is the peak cross section, $T_{1/2}$ is the half-life of the reaction product, and $\gamma:s$ are the main radiation energies [16].

Reaction	Q (MeV)	σ_{max} (mb)	$T_{1/2}$	$\gamma:s$ (keV)
$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	10.9	75	9.7 m	511 ^a
$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$	19.7	13	3.3 h	283, 656; 511 ^a
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	7.6	350	8.2 h	93, 104
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$	22.1	20	2.4 h	213, 326, 426
$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	18.7	9	20 m	511 ^a
$^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$	10.5	10	110 m	511 ^a

^aPositron annihilation radiation.

three to four central copper pieces and the four pieces surrounding these. The ratio of these activities was compared to the corresponding ratio from the ^{62}Cu measurements and no significant difference was observed. Consequently, the angular distribution of highly relativistic electrons does not appear to be very energy dependent.

The behavior of divergence in our measurements differs from previous results [9] where narrowing of low-energy electron emission was observed as the laser power and the plasma density were increased. The likely reason is that the laser power is around the threshold of relativistic guiding in Ref. [9] (8 TW) while in this work it is greatly exceeded. Hence we expect more complicated beam propagation effects like filamentation and beam breakup to occur [17]. The divergence we observe cannot be explained by space-charge expansion alone as a divergence of only $1^\circ\text{--}2^\circ$ (FWHM) is expected at the highly relativistic

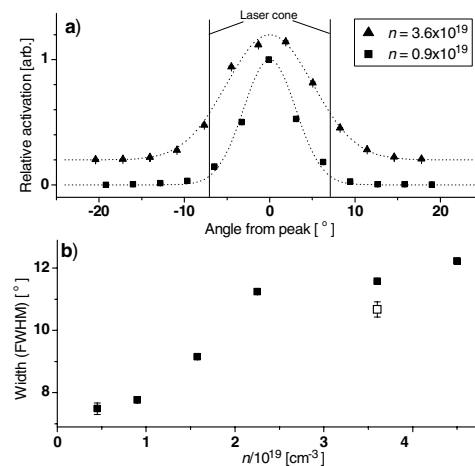


FIG. 2. (a) Normalized angular distributions measured with ^{62}Cu activation for a low (squares) and a high plasma density (cm^{-3}), offset for clarity. The lines indicate a Gaussian fit to data. 0° is approximately the direction of the laser beam. (b) Width (FWHM) of the electron beam as a function of plasma density. Energy on target was 25–45 J, except a low-energy shot (open square) that was 10 J.

energies [9,18]. The divergence could signal a change in the predominant acceleration mechanism from LFWA to DLA as a large transverse momentum is predicted for DLA [7]. Other possible causes include filamentation, hosing of the laser and electron beams [19,20], and plasma lensing [21].

To deduce the initial number of electrons and their spectrum the slowing down of the electrons and generation of bremsstrahlung in the target materials was modeled numerically. The total and radiative energy loss were modeled by data from the ESTAR database [22] and the bremsstrahlung spectrum was modeled using data by Seltzer and Berger [23]. The incident electrons were assumed to have a quasithermal energy spectrum $f(E) = f_0 \exp(-E/kT)$. This is a reasonable assumption as seen in magnetic spectrometer measurements (Fig. 3 and Refs. [4,8]) and as well as in several PIC simulations [7]. The calculated bremsstrahlung spectrum was folded with the reaction cross sections [16] to estimate the activation yield of each reaction at different "effective" temperatures T . Matching the ratio of measured yields of two reactions in one material to these estimates gives T , and f_0 can then be found from the absolute yield.

The effective electron temperatures were determined separately from the measured $^{61}\text{Cu}/^{62}\text{Cu}$, $^{11}\text{C}/^{18}\text{F}$, and $^{178}\text{Ta}/^{180}\text{Ta}$ activity ratios. These differ in a consistent fashion from shot to shot. The average effective electron temperatures for shots with a large activation yield are 8.2 MeV for Cu and 10.8 MeV for C/F. For Ta, a lower value of 4.4 MeV is obtained. However, this could be skewed by, for example, uneven activation distribution and self-absorption effects. A large population of electrons at relatively low energies as predicted by Tzeng *et al.* [24] could also explain the result. In tantalum, the main finding is the repeated observation of ^{178}Ta , with the reaction Q value of 22 MeV and a cross section peaking at 25–30 MeV (Fig. 4).

There is clear evidence of temperature increase with increasing laser power at constant density (Fig. 5a). This figure also indicates that at lower densities the temperature

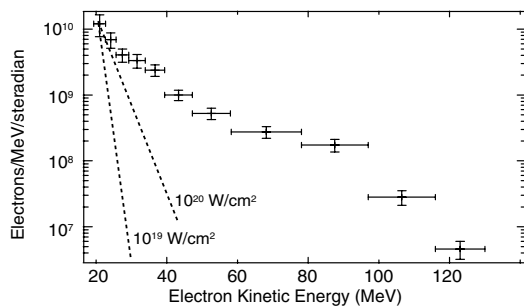


FIG. 3. A typical electron spectrum (unfolded) measured by an on-axis electron spectrometer. Ponderomotive scalings (Ref. [12]) at 10^{19} and 10^{20} W/cm² are also shown.

of the electrons increases with density but beyond about 2×10^{19} cm⁻³ there is a slight decrease. The results show an increasing coupling of the laser energy to the hot electrons, with an eventual saturation which is consistent with the onset of wave breaking [3].

The electron yield (above 10 MeV) was also estimated using the quasithermal model. For high-energy, high density shots the yield was $(1.5-3.8) \times 10^{11}$ electrons while lowest yields were about 10^{10} . To produce enough bremsstrahlung to explain the largest ^{178}Ta activation, 10^9-10^{10} electrons must be at or above 40 MeV. Assuming a 1 ps bunch duration [25], the beam current ($E > 10$ MeV) is up to 60 kA and the total current about 200 kA (with $T = 8$ MeV). This is approaching the Alfvén limit (350 kA at 10 MeV). Consequently, the self-induced magnetic field can have a major impact on the propagation of the low-energy (below a few MeV's) electrons, and plasma lensing may affect the divergence of the high-energy electrons. This agrees well with the fact that wide patterns were observed on the RCF.

The total energy carried by the fast electrons was up to 1 J with peak conversion efficiency exceeding 2%. The conversion efficiency is plotted in Fig. 5b, and the increase with plasma density is clear. The measured efficiency is in reasonable agreement with PIC simulations in Ref. [24], which predict 10% total efficiency and 1% above 25 MeV. Laser beam polarization did not affect the yield. This would suggest that electrons are not trapped in the wake by Raman backscattering since less efficient trapping is predicted with circular polarization [26].

The large electron and activation yields suggest that laser-plasma accelerators (if operating at a high-repetition rate) could be applied to produce short-lived radioactive sources. In high density shots, the typical total ^{62}Cu activity produced was 10–20 kBq [$(1-2) \times 10^7$ nuclei], and the highest observed was 30 kBq. In low density shots, less than 1 kBq was produced. The yields are much higher

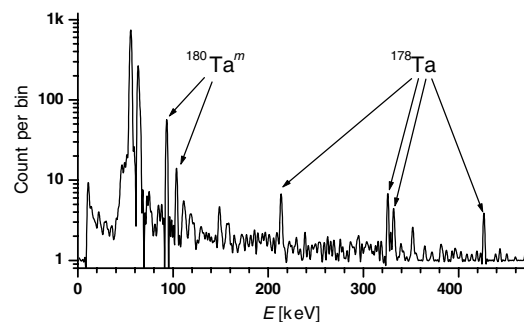


FIG. 4. A typical γ spectrum measured from the activated Ta samples (smoothed and offset by 1, integration time 2000 s, and 1 bin = 0.163 keV). The characteristic gamma lines of $^{180}\text{Ta}^m$ (93 and 104 keV) and ^{178}Ta (213, 326, 332, and 426 keV) are clearly observed. The other lines originate from Hf/Ta/W x rays or natural background.

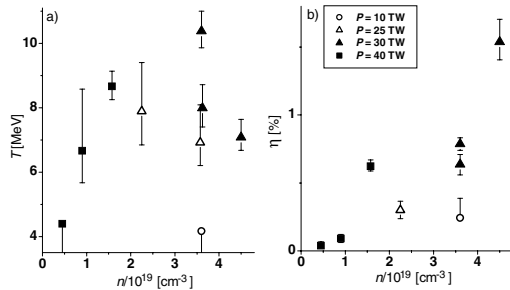


FIG. 5. (a) Measured (Cu activation) temperatures at different plasma densities and laser powers. (b) Energy conversion efficiency from laser energy to electrons above 10 MeV.

than in solid-target experiments using Vulcan, where typically <1 kBq was observed [13]. The number of ^{62}Cu nuclei we observe is higher than that of ^{238}U fissions as reported in Petawatt experiments [12], yet the Cu cross section is smaller and the threshold higher. The efficient activity production results from the hotter electron distribution in the LWFA that leads to more efficient production of very energetic bremsstrahlung. This would suggest another application in time-resolved hard x-ray radiography [27].

It is of interest to note that the plasma acceleration in large, homogeneous, highly underdense plasma leads to temperature and photonuclear activation yield that are on par with the highest intensity laser-solid experiments [12], and these have been achieved with only a fraction of the laser energy. The high measured temperature is strong evidence that the energetic electrons are produced by an acceleration mechanism and not merely by ponderomotive force. A self-focused intensity of 10^{21} W/cm 2 would be needed to explain the measured spectra. However, at high laser power, self-focusing does not produce a single highly intense channel but the beam breaks into several filaments each having an intensity below 10^{20} W/cm 2 [17]. We have measured the self-focused peak intensity of $\approx 5 \times 10^{19}$ W/cm 2 under similar conditions [28].

One of the main observations in this paper is that the electron divergence increases with increasing plasma density already in the very underdense regime. This could be detrimental for the fast ignitor scheme [29], where the fast electrons are generated in fairly dense plasma. Efficient underdense acceleration could also result in an energy spectrum that is too hot for localized energy deposition.

In conclusion, we have characterized the electron beam produced by the self-modulated LWFA in terms of electron yield, temperature, and divergence by photonuclear activation techniques. We have measured up to 4×10^{11} electrons above 10 MeV having a characteristic temperature of about 8 MeV. We have observed that the angular spread of the emitted electron beam increases with plasma density but appears to saturate. The total yield of fast electrons is

found to increase with plasma density. The total photonuclear activation yield is found to be more than an order of magnitude more than in solid-target experiments with similar laser parameters, which is of particular interest for potential applications.

The authors acknowledge the excellent support of all the Central Laser Facility staff and the useful discussions with K. Ledingham and I. Spencer. This work was supported by EPSRC grants (No. GR/K93815 and No. GR/L04498), and M. I. K. S. was financed by the EU TMR network SILASI (No. ERBFMRX-CT96-0043) and Jenny ja Antti Wihurin Rahasto.

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979); T. Tajima and P. Chen, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **410**, 344 (1998).
- [2] E. Esarey *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
- [3] A. Modena *et al.*, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- [4] D. Gordon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998); C. E. Clayton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 100 (1998).
- [5] C. I. Moore *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997); D. Umstadter *et al.*, Science **273**, 472 (1996).
- [6] P. Sprangle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992); E. Esarey *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 2690 (1993).
- [7] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998); A. Pukhov, Z.-M. Sheng, and J. Meyer-ter-Vehn, *ibid.* **6**, 2847 (1999).
- [8] C. Gahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- [9] R. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- [10] C. I. Moore *et al.*, Phys. Rev. E **61**, 788 (2000).
- [11] M. H. Key *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998); S. P. Hatchett *et al.*, *ibid.* **7**, 2076 (2000); K. W. D. Ledingham *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 899 (2000).
- [12] T. E. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 903 (2000).
- [13] M. I. K. Santala *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1459 (2000).
- [14] C. N. Danson *et al.*, J. Mod. Opt. **45**, 1653 (1998).
- [15] V. Malka *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 2329 (2000).
- [16] EXFOR and NUDAT on-line databases at <http://www-nds.iaea.org>
- [17] A. Chiron *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 1373 (1996).
- [18] S. Humphries, *Charged Particle Beams* (Wiley, New York, 1990).
- [19] K.-C. Tzeng *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2105 (1999); B. J. Duda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1978 (1999).
- [20] Z. Najmudin *et al.*, in *Proceedings of the Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications 99*, edited by C. Labaune *et al.* (Elsevier, Paris, 2000), p. 409.
- [21] J. J. Su *et al.*, Phys. Rev. A **41**, 3321 (1990).
- [22] Estar on-line database at <http://physics.nist.gov>
- [23] S. Seltzer and M. Berger, At. Data Nucl. Data Tables **35**, 345 (1986).
- [24] K. C. Tzeng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5258 (1997).
- [25] A. Ting *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5377 (1996); S. P. Le Blanc *et al.*, *ibid.* **77**, 5381 (1996).
- [26] E. Esarey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5552 (1998).
- [27] M. D. Perry *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 265 (2000); T. Goldsack *et al.* (to be published).
- [28] K. Krushelnick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 737 (1999).
- [29] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).

Measurements of the Inverse Faraday Effect from Relativistic Laser Interactions with an Underdense Plasma

Z. Najmudin,¹ M. Tatarakis,¹ A. Pukhov,² E. L. Clark,¹ R. J. Clarke,³ A. E. Dangor,¹ J. Faure,⁴ V. Malka,⁴ D. Neely,³ M. I. K. Santala,¹ and K. Krushelnick¹

¹Imperial College of Science, Technology & Medicine, Prince Consort Road, London SW7 2BZ, United Kingdom

²Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, D-85748 Garching, Germany

³Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon OX11 0QX, United Kingdom

⁴Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, CNRS-CEA, École Polytechnique, Palaiseau, France

(Received 16 October 2000; published 5 November 2001)

Magnetic fields in excess of 7 MG have been measured with high spatial and temporal precision during interactions of a circularly polarized laser pulse with an underdense helium plasma at intensities up to $1 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$. The fields, while of the form expected from the inverse Faraday effect for a cold plasma, are much larger than expected, and have a duration approaching that of the high intensity laser pulse (< 3 psec). These observations can be explained by particle-in-cell simulations in 3D. The simulations show that the magnetic field is generated by fast electrons which spiral around the axis of the channel created by the laser field.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.215004

PACS numbers: 52.38.-r, 52.70.Nc, 52.75.Di

Advances in high power laser technology have been rapid over the past few years and presently, tabletop laser systems can routinely produce pulses having a power of many terawatts [1]. For applications such as particle acceleration [2,3], x-ray generation [4], and inertial confinement fusion [5], remarkable progress has been made. However, much of the fundamental physics of these interactions is not yet fully understood.

The generation of magnetic fields in high intensity laser-produced plasmas has recently been the subject of increasing attention [6]. One particular phenomenon, the inverse Faraday effect (IFE), has been a source of some controversy as theoretical predictions are in disagreement [7–9]. IFE is a magneto-optical phenomenon in which the propagation of circularly polarized radiation through a nonlinear medium induces an axial magnetic field along the direction of propagation, due to the transfer of angular momentum from the wave to the medium (in this case to the plasma electrons) [10]. The measurement of relatively small fields generated in this way was reported at low powers in early experiments [11] and recent measurements at intensities of up to $10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ have shown significant disagreement with theory [12]. For $1 \mu\text{m}$ wavelength laser radiation at $I = 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ and a plasma density of $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ calculations [8] predict a magnetic field of greater than 1 MG, which should be localized in space to the focal region of the intense laser pulse. An approximate expression for these fields in uniform plasma is given by [8]

$$B_{\text{uniform}} = \frac{1}{2} B_c \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(\frac{3|a|^2}{2\gamma^2} - \frac{1}{2} \ln \gamma^2 \right), \quad (1)$$

where B_c is the Compton magnetic field ($m_e c \omega / e$), ω_p is the plasma frequency, ω_0 is the laser frequency, a is

the normalized vector potential of the laser field, and γ is the Lorentz factor of the electron laser orbit motion. This expression is modified slightly when the magnetic field is treated self-consistently [8].

This picture is further complicated when an intense laser pulse channels through plasma, so that the electron density is no longer uniform [8,9]. The laser expels cold background electrons out of the channel and the resulting density gradient can result in an additional source of magnetic field, which is comparable in amplitude to that of Eq. (1), but in the opposite direction.

However, the propagation of relativistically intense laser pulses in a plasma is also known to produce axially accelerated electrons [2]. Particle-in-cell (PIC) simulations suggest that these fast electrons are radially confined and perform betatron oscillations in the channel fields [13]. The laser field is found to transfer both linear and angular momentum directly to these resonant particles. In the case of a circularly polarized laser field, the betatron oscillations are spirals around the channel axis and thus the hot electrons can provide an additional source for the axial magnetic field. Using the expression for a simple solenoidal field we can estimate the induced magnetic field as

$$B_{\text{hot}} \approx \alpha B_c \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{n_{\text{hot}}}{n_0} (k_p R), \quad (2)$$

where α is the average pitch angle of the spiral trajectories of hot electrons, n_{hot} is the density of the hot electrons, R is the channel radius, and $k_p = \omega_p / c$. For electrons in resonance with the laser beam [13], we may set $\alpha = \omega_p / \omega_0$. At relativistic intensities ($a \gg 1$), we estimate the channel radius as $R \sim \pi a / k_p$ and obtain

$$B_{\text{hot}} \approx \pi a B_c \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{n_{\text{hot}}}{n_0}. \quad (3)$$

This field may become larger than the fields from (1), as it does not saturate at relativistic intensities and continues to grow with intensity even for $a \gg 1$.

In this paper, we report the first temporally and spatially resolved measurements of Megagauss magnetic fields (up to 7 MG) generated by the hot electron version of IFE in a plasma using a self-channeling laser pulse of relativistic intensity. By comparison with 3D PIC simulations, we show that the observed fields, which exceed the value given by (1), are better explained by Eq. (3).

The experiments were performed using the high intensity VULCAN laser. The laser operates at a wavelength of $1.054 \mu\text{m}$ and has an energy of up to 40 J per pulse and a pulse duration of between 0.9–1.2 ps. The focal spot was approximately 3 times diffraction limited. In these experiments, the laser pulse was focused into a helium gas jet target using a $f/4$ off-axis parabolic mirror. The “vacuum” intensity was found to reach $1 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$. It should be noted that due to self-focusing, it is likely that the actual intensity in localized regions may be higher than this [14]. A $\lambda/4$ wave plate was placed inside the vacuum chamber to change the laser polarization from linear to circular for these measurements.

A small fraction of the pulse was split from the main beam and subsequently frequency doubled to 527 nm for use as a probe beam. The energy of this probe beam was about 100 mJ and the pulse length could be adjusted from 2–15 ps. A fast Hamamatsu streak camera (2–3 ps resolution) was used to measure the duration of the probe beam and to time the probe with the main beam.

Forward Raman scattering was used to determine the plasma electron density. This gave densities consistent with the full ionization of helium neutrals as measured by Moiré deflectometry of the gas jet. It should be noted that no evidence of cavitation (i.e., the depletion of electrons by the ponderomotive force) was observed [15]. The initial plasma electron density could be adjusted systematically throughout the range 4×10^{18} – $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, by changing the backing pressure of the gas jet. Optical probing of the interaction was performed using the same probe beam passing transverse to the direction of propagation of the laser. This gave a measure of the interaction length which was found to be a consistent $1 \pm 0.2 \text{ mm}$ (about 10 Rayleigh ranges) over this density range, due to self-channeling.

Collinear probing was performed simultaneously with the transverse probing. The collinear probe pulse was linearly polarized and directed onto the same parabolic mirror used to focus the circularly polarized interaction beam into the gas jet. Imaging of the focal plane ensured that the two beams overlapped. Interference filters were used after the interaction, to isolate the collinear probe beam from the main beam. The probe was then imaged onto the slit of the streak camera, which served as the detector. A pair of high extinction ratio polarizers was used to detect Faraday rotation of the probe laser polarization

caused by the axial magnetic fields generated by the pump beam in the interaction region [12,16].

Figure 1 presents the typical spatially integrated streak camera signal of the probe beam. Line (A) shows the streak when the analyzer is aligned parallel to the probe beam polarization, so that the streak camera captured the unrotated probe light. The duration is 15 ps as expected. The lower line (B) shows the signal when the analyzer was crossed with respect to the probe beam polarization. Hence it was set to transmit only light rotated due to the presence of an axial magnetic field. The rotated polarization signal duration was less than 3 ps, which is comparable to the duration of the high intensity laser pulse. In the absence of an axial magnetic field the polarization of the probe radiation would remain unchanged and therefore light would not be transmitted through the analyzer. Shots with only the probe beam showed no rotation, demonstrating that there is no rotation due to the optics. Shots with the plasma generating beam but without probe were taken and only background signal at noise level was observed. Such background shots without probe were taken with the same parameters directly after each data shot, so that this low-level background could be accounted for. As a critical test, when the high intensity interaction beam was linearly polarized, so that no axial magnetic field would be expected, no rotation of the probe polarization was observed. This discounts depolarization due to density gradients within the plasma, and clearly demonstrates that the source of the transmitted signal was the IFE fields generated by the intense circularly polarized laser pulse in the plasma.

With the simultaneous measurement of electron density (from Raman scattering), the magnetic field can be estimated from the intensity ratio between shots with the analyzer crossed and those with the analyzer parallel to the initial polarization of the probe. The peak Faraday rotation angle from Fig. 1 was found to be $22^\circ \pm 3^\circ$ giving a

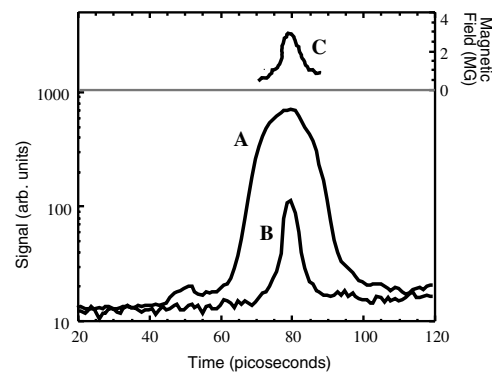


FIG. 1. Streak camera line outs of (A) probe pulse—uncrossed analyzer; (B) rotated probe—crossed analyzer; (C) calculated magnetic field from A and B.

magnetic field of 2.6 ± 0.6 MG (Fig. 1,C) at an electron density of $2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. An important aspect of these measurements is that they show that the duration of magnetic fields due to the IFE is approaching that of the intense circularly polarized laser pulse, which generates the field. The dissipation/convection time for such fields is clearly very short—of the order of a picosecond.

In the experiment, we have also imaged the lateral extent of the axial magnetic field in the interaction region. After the interaction region a parabolic mirror relayed the image of the collinear probe in the plasma to a 16-bit CCD array positioned behind a Wollaston prism (analyzer). The prism was set to split the rotated and unrotated parts of the probe beam, so that they could be directly compared. The spatial extent of the rotated beam therefore corresponds to a measurement of the extent of the magnetic field in the plasma, since the spot size of the probe pulse was always much larger than that of the high intensity laser beam. Observations of the radial extent of the magnetic field were made and are shown in Fig. 2, as a function of vacuum-focusable intensity. The peak magnetic field (peak rotation) was always observed on axis, and it was noted that the radial extent of the field decreased as the intensity increased. Similarly, the spatial extent of the high field region decreased at densities which produced the largest magnetic fields. The inset of Fig. 2 shows the magnetic field is localized to $13 \pm 2 \mu\text{m}$ (FWHM) which is significantly smaller than the laser focal spot in vacuum ($\sim 20 \mu\text{m}$). This is indicative of the self-focusing effects which reduce the region of highest intensity. By rotating the Wollaston prism by 45°

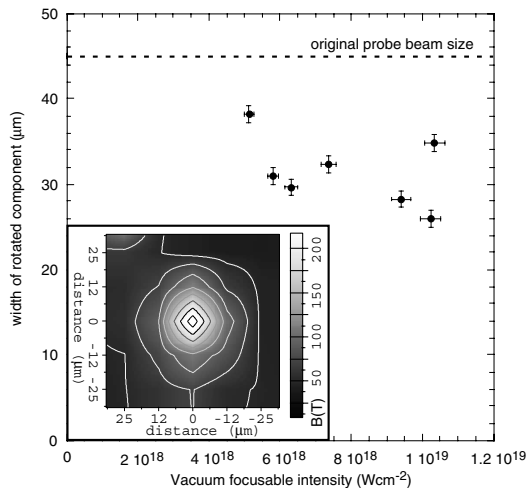


FIG. 2. Spatial extent (FWHM) of B_z as a function of “vacuum” intensity. The extent of the probe beam is marked by dashed line. The inset shows a contour plot of B_z at the focal plane for $I = 6.7 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$, $n_e = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

to the polarization of the probe beam, the direction of the rotation of the probe polarization, and thus the direction of the magnetic field, could be found. It was found to be consistent with a standard IFE field (i.e., due to a current of electrons rotating in the same direction as the polarization of the laser beam.) This was verified by rotating the quarter wave plate by 90° , which changes the rotation of the laser polarization and also changes the direction of the generated field.

Measurements of the magnetic field strength (spatially integrated, temporal maximum) versus “vacuum” intensity were also made (Fig. 3) for various gas pressures, and it is clear that the field increases with laser intensity. The theoretical expression for a uniform plasma, Eq. (1), with a density of $3.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ is plotted in Fig. 3 for the relativistic regime of our experiments. This expression is easily exceeded by our experimental data. Indeed at lower densities this discrepancy is more than an order of magnitude. The magnetic field due to electron density depletion effect has a similarly small amplitude. It should be noted in Fig. 3 that as the plasma density is increased, the peak measured field did not necessarily increase.

The anomalously high axial magnetic field that we observe in the relativistic regime can be explained by the effect of fast electrons produced during these interactions [Eq. (3)]. In similar experiments arranged so that hot electrons can be detected, we have consistently observed forward accelerated electrons up to 100 MeV in energy (with a “temperature” of up to 10 MeV) [17]. Consequently, we compared our measurements with 3D PIC simulation using the code VLPL [18]. In the simulation, a 30 TW laser beam was incident onto uniform plasma with the density of $3.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The laser focal spot radius is $10 \mu\text{m}$

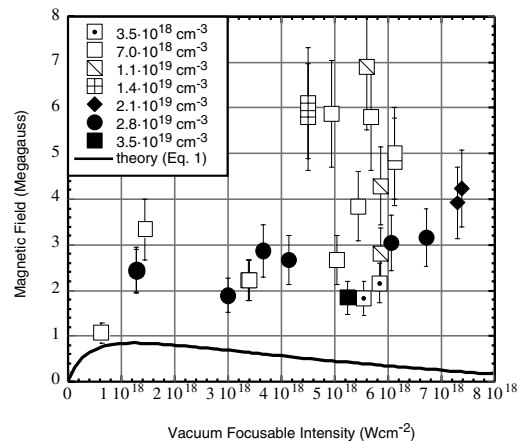


FIG. 3. Measured peak magnetic field versus “vacuum” intensity for various plasma densities (in cm^{-3}). Theoretical curve is from Ref. [8] for $n_e = 3.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

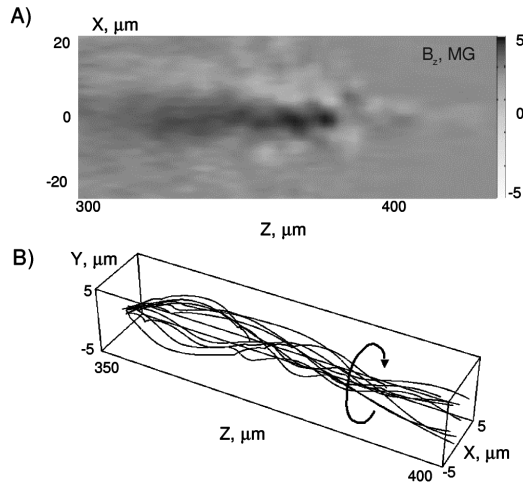


FIG. 4. 3D PIC simulation results. (A) Longitudinal cut of the generated B_z —along the laser beam. The beam has propagated $400 \mu\text{m}$ through plasma. (B) Trajectories of 10 arbitrarily chosen electrons trapped in the channel. The arrow shows the direction of circulation.

corresponding to an initial intensity of $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$. Because of computer limitations, the simulation was run for only a laser pulse duration of 200 fs.

The axial magnetic field obtained in the simulation is shown in Fig. 4(A). The maximum generated field is about 5 MG, significantly higher than Eq. (1) predicts, but in line with the estimate (3). The principal difference concerns the electron trajectories in the laser field. The derivation of Eq. (1) implies that plasma electrons orbit around their initial transverse positions due to the laser field, while (3) is based on the hypothesis that the electrons orbit around the channel axis. These resonantly driven betatron oscillations in the channel fields have much larger spatial extent than the simple electron quiver motion in the laser field. Consequently, higher magnetic fields can be produced. In the PIC simulation, electrons trapped in the channel were followed and trajectories of 10 arbitrary sampled electrons are shown in Fig. 4(B) in a perspective view. Clearly, the electrons are circulating around the channel axis. The characteristic radii of the orbits are $5 \mu\text{m}$. This is an order of magnitude more than that due to the quiver motion in the laser field. The large number of energetic electrons required to explain such magnetic fields (greater than 10% of ambient electrons) is consistent with the high electron yields measured in these experiments [17]. The direction of the electron spiraling corresponds, as it should, to the direction of rotation of the laser polarization and to the sign of the observed magnetic field.

In conclusion, we have performed the first time and space-resolved measurements of the inverse Faraday effect, in which we measure peak fields of the order of $7 \pm 0.8 \text{ MG}$ from interactions at relativistic intensities. The field was generated by a 0.9 psec duration laser pulse and lasted for less than 3 psec. The measured field is much greater than that predicted by recent theoretical predictions for IFE in a cold plasma [7–9]. However, 3D PIC simulations produce magnetic fields of similar amplitude, demonstrating that at these intensities the axial magnetic field can be due to betatron trajectories of the accelerated electrons in the plasma channel produced by the circularly polarized laser. Such magnetic fields have significance for laser plasma accelerator research in reducing plasma propagation instabilities of laser-produced electron beams and perhaps in improving their emittance.

We would like to acknowledge the technical assistance of the VULCAN operations team and useful discussions with G. Shvets and M. G. Haines.

- [1] M. Perry and G. Mourou, *Science* **264**, 917 (1994).
- [2] A. Modena *et al.*, *Nature (London)* **377**, 606 (1995); E. Esarey *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
- [3] E. L. Clark *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
- [4] Z. H. Chang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997); C. Spielmann, *Science* **278**, 661 (1997).
- [5] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
- [6] S. C. Wilks *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992); R. J. Mason and M. Tabak, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 524 (1998); A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3975 (1996).
- [7] V. Y. Bychenkov *et al.*, *Sov. Phys. JETP* **78**, 62 (1994); A. D. Steiger and C. H. Woods, *Phys. Rev. A* **5**, 1467 (1972); T. Lehner, *Phys. Scr.* **49**, 704 (1994).
- [8] Z. M. Sheng and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. E* **54**, 1833 (1996).
- [9] L. M. Gorbunov and R. R. Ramazasvili, *JETP* **87**, 461 (1998).
- [10] M. G. Haines, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 135005 (2001).
- [11] J. P. van der Ziel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 190 (1965); J. Deschamps *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1330 (1970).
- [12] Y. Horovitz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1707 (1997); T. Lehner, *Europhys. Lett.* **50**, 480 (2000).
- [13] A. Pukhov *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 2847 (1999).
- [14] K. Krushelnick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 737 (1999).
- [15] K.-C. Tzeng and W. B. Mori, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 104 (1998).
- [16] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).
- [17] M. I. K. Santala *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1227 (2001).
- [18] A. Pukhov, *J. Plasma Phys.* **61**, 425 (1999).

Characterization of plasmas produced by laser–gas jet interaction

V. Malka, J. Faure, and F. Amiranoff

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Unité Mixte No. 7605 CNRS-CEA-Paris VI-Ecole Polytechnique, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

(Received 27 February 2001; accepted 25 April 2001)

An experiment has been performed with one of the six nanosecond beams of the Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses laser facility in order to create long scale uniform plasmas over a wide range of electron density (1×10^{19} – 1.6×10^{20} cm⁻³) and electron temperature (0.5–1.3 keV). Electron density and temperature evolution have been measured using Thomson scattering. Numerical simulations obtained by using a simple model are presented. Scaling law related electron density and electron temperature have been established in agreement with experimental data.

© 2001 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1379587]

I. INTRODUCTION

Using gas jets to generate a suitable density interaction medium can be interesting for laser plasma experiments such as laser particle acceleration,^{1,2} inertial confinement fusion (ICF),^{3–6} x-ray lasers,⁷ and high harmonic generation.⁸ Controlling the gas flow is essential to provide the desired interaction density. For example using a sonic or a supersonic gas flow will provide a uniform or a parabolic neutral density profile. Changing the gas pressure will change the initial neutral density. Using a combination of gases will give plasmas with a mixture of different ion species. Changing the nozzle diameter could change the plasma length. Compared to the thin exploding foil techniques, the use of a gas jet presents some interesting advantages. In the thin foil technique one focuses a laser beam onto the foil. The thin foil is heated and explodes symmetrically, the density decreases rapidly from the solid density to the subcritical desired density, giving a parabolic density profile. When creating a plasma using gas jets, the desired density is reached by choosing the initial gas pressure. This crucial point permits the creation of large-scale plasmas using moderate laser energy and having a quasistatic plasma with a controllable density profile.

Such large scale plasmas are relevant for laser particle acceleration or for ICF studies. In laser particle acceleration, plasmas are very useful because they can change the transverse electromagnetic field of the laser into a longitudinal electrostatic field. This field propagating at relativistic velocities, can accelerate electrons to very high energies. Plasmas created by laser interaction with a gas jet have been extensively used for laser particle acceleration and for laser fusion studies. In laser particle acceleration, production of such long scale plasmas is crucial to increase the final energy gain of the accelerated electrons.

We have recently shown that sharply focusing a laser beam onto the gas jet contributes to create a plasma channel^{9,10} which can be used to guide an intense laser beam.

In laser fusion, parametric instabilities develop in underdense, hot and large scale plasmas. We have attempted to create similar plasmas by using gas jets. These plasmas are

produced by focusing the laser beam with a random phase plate in the near field. As a consequence, the laser spot size is larger and plasma radial expansion is weaker. Therefore, plasmas produced in such a way are quasistationary, homogeneous, and reproducible. The electron density is easily controllable by changing the neutral density of the gas, whereas in preexploded thin foils the electron density is a function of time and the electron density profile is fixed by the plasma expansion. We demonstrate the creation of long scale (2–4 mm), homogeneous ($\delta n/n < 20\%$), dense ($< 2 \times 10^{20}$ cm⁻³), and hot (< 1.2 keV) plasmas of relevance for laser fusion studies.

The paper is organized as follows: In Sec. II we present the experimental setup and neutral density profiles from our gas jets. The experimental results are presented in Sec. III. In Sec. IV we present a theoretical model used to describe electron density and temperature evolution and compare it with experimental data. Finally a discussion and conclusion will be the object of Sec. V.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The experiment was performed using one arm of the laser at the Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. The infrared (1.053 μ m) neodymium-glass laser beam was frequency doubled (0.53 μ m) giving a linearly polarized laser beam at 45° with respect to the horizontal plane. The pulse duration of the frequency-doubled pulse was 600 ps full width at half maximum with a Gaussian shape. The 90-mm-diam laser beam was focused on the edge of a helium gas jet with an $f/3$ doublet lens. A random phase plate with 2 mm cells was used in order to generate a large focal spot. The laser intensity distribution in the focal plane has a Gaussian envelop with a radius at $1/e^2$ in intensity of 40 μ m. The average laser intensity in vacuum is about 6×10^{14} W/cm². The experimental setup is presented in Fig. 1.

The helium gas jet, located at the laser focus, was characterized before the experiment. The neutral gas jet profile was measured using a Mach–Zehnder interferometer for different values of the backing pressure.¹¹ The nozzle profile was optimized in order to obtain a constant density profile

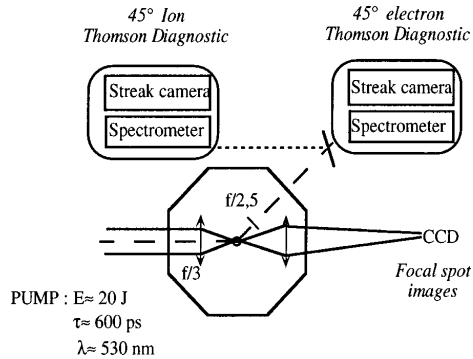


FIG. 1. Experimental setup.

with sharp edge. Profiles obtained with two different nozzles (2 and 4 mm diameter with 100 bar backing pressure) are presented in Fig. 2. The peak density in the plateau is $7.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the 2-mm-diam nozzle and $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the 4 mm one. A very good shot to shot reproducibility of the gas flow was observed.

The laser was focused onto the well-defined edge of this gas jet. The gas was initially ionized by multiphoton process and then fully ionized by collisional process in a relatively short time of a few tens of picoseconds, producing a fully ionized plasma over all the gas jet length. The electron density obtained in the fully ionized helium was less than $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, which corresponds to 4% of the critical density at $0.53 \mu\text{m}$. The electron density could be easily modified by changing the gas backing pressure. The backing pressure is the pressure maintained in the small reservoir chamber before the magnetic valve.

Time resolved ion Thomson scattering spectra were obtained by imaging the spectrum from a (1200 lines/mm) spectrometer onto the entrance slit of an Hadland streak camera with 200 ps/mm sweep speed. The temporal resolution (50 ps) was limited by the spectrometer and the measured

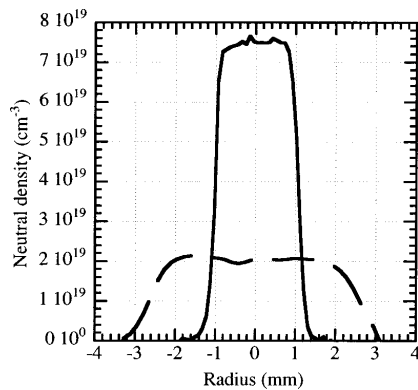


FIG. 2. Neutral density profiles obtained with two different nozzles (2 and 4 mm diameter), for 100 bar backing pressure. Continuous (dashed) line for the 2 mm (4 mm) jet at 1 mm above the top of the nozzle.

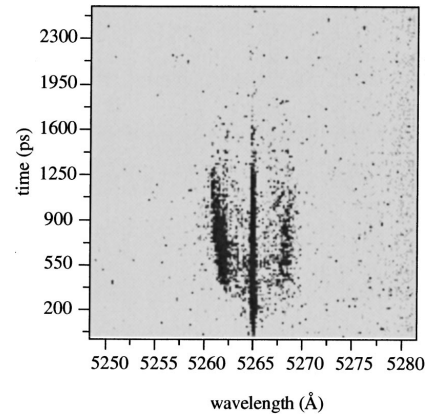


FIG. 3. Time resolved ion Thomson scattering spectrum with an initial electron density of $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

spectral resolution was 0.25 \AA . The resulting time resolved spectra were recorded on a 12 bit charge coupled device (CCD) camera. Ion Thomson scattering light was collected at 45° in the forward direction with an achromatic $f/2.5$ and focused at the entrance of the spectrometer.

Time resolved electron Thomson scattering spectra were measured using a lower dispersive spectrometer (100 lines/mm) giving a spectral resolution of about 100 \AA . In this case, the streak camera was used with 100 ps/mm sweep speed with 30 ps time resolution. The resulting time resolved spectra are also recorded on a 12 bit CCD. Electron Thomson scattering light was collected at 45° in the forward direction with an achromatic $f/2.5$ and focused at the entrance of the spectrometer.

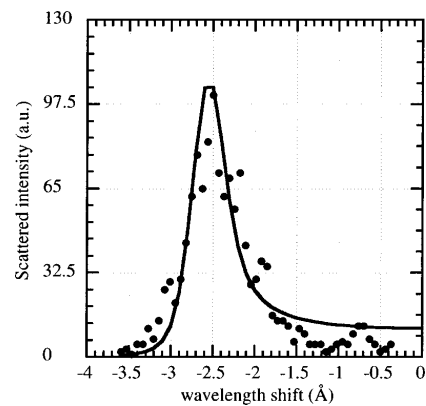


FIG. 4. Theoretical fit (continuous line) of the experimental ion Thomson scattering spectra (dot) at the peak of the laser intensity for $T_e = 500 \text{ eV}$, $T_i = 150 \text{ eV}$, $Z = 2$, and $n_e = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

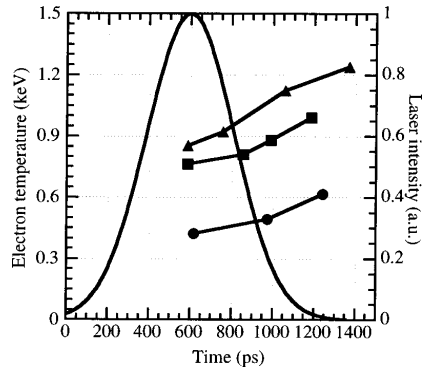


FIG. 5. Electron temperature evolution for different initial electron density: $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (circles), $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (squares), $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (triangles). In continuous line the laser intensity evolution is in arbitrary units.

III. ELECTRON AND ION THOMSON SPECTRA

A. Theoretical calculation of Thomson scattering spectra

We used Thomson scattering in order to measure the weaker signal due to the laser light, which scatters from the thermal plasma noise. The key parameter is $\alpha = 1/(\Delta k \lambda_D)$, where $\Delta \mathbf{k}$ is the electron plasma wave vector and λ_D the Debye length. It defines the transition between scattered light by short or long wavelength perturbation compared with the Debye length λ_D . The wave vector of the electron perturbation $\Delta \mathbf{k}$ is defined by the geometry: $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$, where \mathbf{k}_s and \mathbf{k}_0 are the scattered and incident wave vector. At a given angle $\theta = (\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)$, $\Delta k = 2k_0 \sin(\theta/2)$ gives the following relation for α :

$$\alpha = \frac{1.08 \times 10^{-4} \lambda_0 (\text{cm}) \left(\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{eV})} \right)^{1/2}}{\sin(\theta/2)}, \quad (1)$$

where N_e and T_e are, respectively, the electron density and the electron temperature.

For the results reported in this paper, the wavelengths of the probed perturbations are greater than the Debye length, giving two well-defined peaks in the electron and ion Thomson scattering spectra. The power of the scattered light is proportional to the dynamic form factor:

$$S(\Delta k, \omega_s) = \frac{2\pi}{\Delta k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_e \left(\frac{\omega_s}{\Delta k} \right) + \frac{2\pi Z}{\Delta k} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_i \left(\frac{\omega_s}{\Delta k} \right),$$

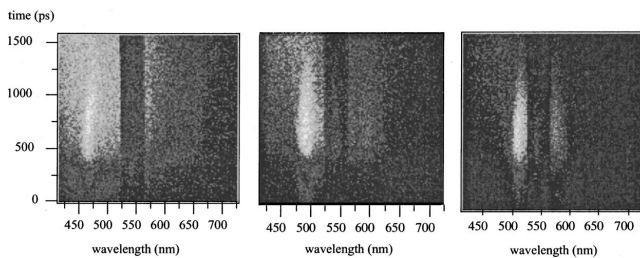


FIG. 6. Time resolved electron Thomson scattering spectra with different initial electron density of 9, 4, and $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

where $\epsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$ is the plasma dielectric constant, $\chi_{e,i}$ are the electronic and ionic susceptibilities, and $f_{e,i}$ are the electronic and ionic one-dimensional velocity distribution function in the $\Delta \mathbf{k}$ direction. The first part of this expression corresponds to the electron feature and the second part to the ion feature.

B. Time resolved ion Thomson scattering spectra

In order to obtain information on the electron temperature evolution, we have measured ion Thomson scattering spectra. The observation angle was $\theta = 45^\circ$ from the incident laser beam on the horizontal plane. This light scatters from a small region ($100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) located at the entrance of the interaction region. In Fig. 3 we present typical time resolved spectra obtained at $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. We observed two satellites separated from laser frequency by $\delta\omega \approx 2k_0 c_s$, where k_0 is the laser wave vector and c_s the ion acoustic velocity. The wavelength shift is then given by

$$\delta\omega \approx \Delta k \sqrt{\frac{\alpha^2 Z k_B T_e}{(1 + \alpha^2) M} + \frac{3 k_B T_i}{K}},$$

where M is the atomic number and Z the average ionization state, which quickly reached the value of 2, due to the rapid heating of the helium gas. The satellite at the laser wavelength is due to the scattering of light from the nozzle. This signal will be used as a wavelength reference and as a temporal fiducial.

An accurate measurement of electron and ion temperature is obtained by calculating the theoretical Thomson spectra. This is done in Fig. 4 in which we have plotted the experimental ion Thomson scattering spectra at the laser peak intensity and the calculated one. In the calculation, we have taken into account the experimental spectral resolution. The theoretical curve fitted the experimental one for $T_e = 500 \text{ eV}$ and $T_i = 130 \text{ eV}$ for $n_e = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The accuracy on the electron and ion temperature is less than 10% for the electron temperature and less than 50% on ion temperature. Fixing the electron to ion temperature ratio ($T_e = 4T_i$) we can estimate the electron temperature evolution for different initial electron density: $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, and $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. This is plotted in Fig. 5. We observed an increase of the electron temperature due to the laser heating from 0.4 to 0.8 keV for $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and from 0.8 to 1.2 keV for $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

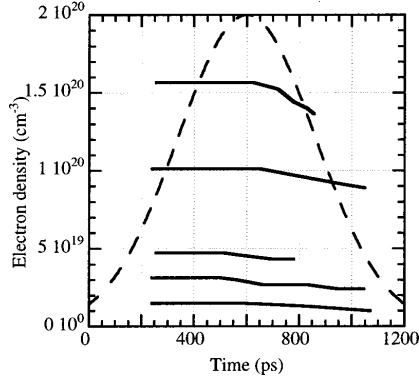


FIG. 7. Electron density evolution for different initial electron density: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, and $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. In continuous line the laser intensity evolution is in arbitrary units.

C. Time resolved electron Thomson scattering spectra

In order to obtain information on the electron density evolution, we have also measured the electron Thomson scattering spectra at 45° . This light is collected with the same optic as for ion Thomson scattering measurement. In Fig. 6 we present typical time resolved spectra obtained for different initial electron density: $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, and $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. We observed two satellites separated from laser frequency by $\delta\omega \approx \omega_p(1 + 3/\alpha^2)^{1/2}$, where ω_p is the plasma frequency.

The satellite at the laser wavelength is due to the scattering of light from the nozzle and from the ion feature. This signal is 100 times attenuated with an optical filter located in the slit of the streak camera. We observe that the position of these satellites is quite constant during the laser heating indicating that the electron density does not change much. The blue satellite is more intense than the red because of the spectral response of the detector (spectrometer and streak camera). A summary of the electron density evolution is plotted in Fig. 7 over a wide range of initial electron density. We observe that the electron density decreases by about 20% of its initial value because of the plasma radial expansion.

An accurate estimation of the electron density is obtained by comparing experimental and calculated Thomson spectra. This is done in Fig. 8 in which we have plotted the experimental electron Thomson scattering spectra at the laser peak intensity and the calculated one. We have also taken into account the experimental spectral resolution in the calculation. The theoretical curve fitted the experimental one for $T_e = 800 \text{ eV}$ (and $T_i = 200 \text{ eV}$) for $n_e = 9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, in good agreement with the electron temperature deduced from ion Thomson scattering spectra.

IV. CALCULATION OF DENSITY AND TEMPERATURE

The evolution of plasma density and temperature was retrieved experimentally from the Thomson scattering spectra. In this section, we recall a model developed by Denavit³

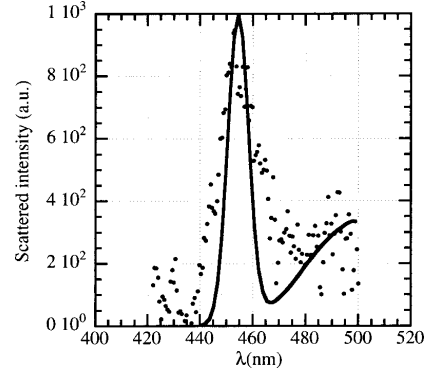


FIG. 8. Theoretical fit (continuous line) of the experimental electron Thomson scattering spectra (dot) at the peak of the laser intensity for $T_e = 800 \text{ eV}$, $T_i = 200 \text{ eV}$, and $n_e = 9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

in order to calculate ionization of the gas and heating of the plasma by the laser. It was then possible to calculate the evolution of plasma density and temperature during the interaction.

The mechanism for ionization is as follows: The first free electrons are created through multiphoton ionization, then collisions are responsible for ionization. The model does not include multiphoton ionization and at the beginning of each simulation, the plasma is supposed to be in a low charge state. The initial number of electrons n_{e0} leads to the initial average state of the plasma: $Z_{av0} = n_{e0}/n_a$, where n_a is the density of neutral atoms in the gas. The evolution of the plasma density n_e can be obtained by solving

$$\frac{\partial}{\partial t} Z_{av} = Z_{av} \sum_{Z=1}^{Z_{max}} n_{Z-1} S_Z, \quad (2)$$

where Z_{av} is the average charge state of the plasma: $Z_{av} = n_e/n_a$, n_Z is the density of ions of charge Z , S_Z is the collisional ionization rate for creating an ion of charge Z ,¹² and Z_{max} is the charge of fully stripped ions. In this description, recombination rates have been omitted, which is valid for relatively low Z elements and temperature lower than a few keV. In these conditions, the recombination times are much longer than the corresponding ionization times.

As Denavit noticed, this equation can be simplified by considering that only two ion species are predominant during ionization. Hence, if one assumes that only Z' and $Z'+1$ (where Z' is the integer part of Z_{av}) are to be considered, one has to solve

$$\frac{\partial}{\partial t} Z_{av} = Z_{av} \sum_{Z=1}^{Z_{max}} n_{Z-1} S_Z, \quad Z_{av} = n_e/n_a, \quad (3)$$

$$n_e = Z' n_{Z'} + (Z'+1) n_{Z'+1},$$

$$n_{Z'} = n_a [1 - (Z_{av} - Z')], \quad n_{Z'+1} = n_a (Z_{av} - Z'),$$

where $S_{Z'+1}$ is a linear interpolation of the ionization rate between charge states $Z'+1$ and $Z'+2$.

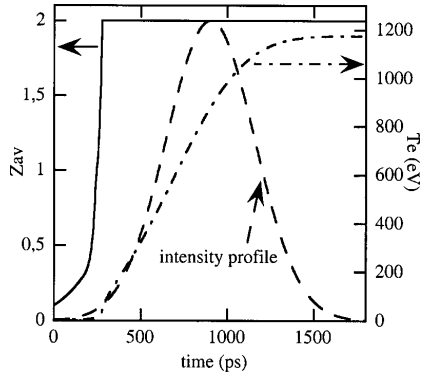


FIG. 9. Calculated average charge (full line) and temperature (dot-dashed line) as a function of time. The laser intensity profile is represented by the dashed line. Parameters are: $I=6 \times 10^{14}$ W/cm 2 , $n_a=2 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$, $T_{e0}=5$ eV, $Z_{av0}=0.01$.

The electron energy equation allows us to estimate the temperature when hydrodynamic motion, heat conduction, temperature equilibration with ions as well as laser absorption by parametric instabilities are neglected:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{\kappa I}{n_a k_B Z_{av} T_e^{3/2}} - \frac{2}{3} n_a [\chi_Z S_Z]_{Z_{av}+1} - \frac{T_e}{Z_{av}} \frac{\partial Z_{av}}{\partial t}, \quad (4)$$

where Eq. (4) is in Gaussian units. T_e is the temperature in eV, $k_B=1.6 \times 10^{-12}$ erg/eV the Boltzmann constant, I the laser intensity, χ_Z is the ionization potential for charge state Z and $[\chi_Z S_Z]_{Z_{av}+1}$ is the linear interpolation of the product $\chi_Z S_Z$ between charge states $Z'+1$ and $Z'+2$. Finally κ is defined as

$$\kappa = 10^{-16} \frac{n_e^2}{n_a} \ln \Lambda, \quad (5)$$

where $\ln \Lambda$ is the Coulomb logarithm.¹³

The first term on the right-hand side of Eq. (4) represents heating by inverse bremsstrahlung, the second term represents the reduction of the free electron energy due to ionization. The third term is simply due to the change of electron density with time.

In Fig. 9, the results of a simulation are presented. The simulation was run with the parameters corresponding to the shot in Fig. 3: laser intensity $I=6 \times 10^{14}$ W/cm 2 , pulse duration $\tau=600$ ps (Gaussian shape), density of He atoms $n_a=4.5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$, initial temperature $T_{e0}=5$ eV. The initial density of electrons was $Z_{av0}=0.01$. The evolution of the average charge with time is represented by the full curve. As can be seen in Fig. 9, ionization happens very quickly (in less than 100 ps): Once a critical density of free electrons is reached, collisional ionization becomes an avalanche process. The electronic temperature (dot-dashed curve) begins to rise once a massive amount of free electrons has been created.

Results from this simulation can be used to simulate the Thomson scattering spectra. Figure 10 is a simulated ion

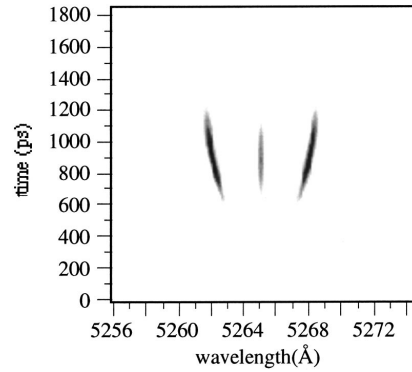


FIG. 10. Simulated ion Thomson scattering spectrum with parameters similar to Fig. 3: $I=6 \times 10^{14}$ W/cm 2 , $n_a=4.5 \times 10^{19}$ cm $^{-3}$.

Thomson scattering spectrum with parameters corresponding to Fig. 3. It was assumed that $T_e/T_i=4$. There is a relatively good agreement between this simulated spectrum and the experimental one. The spectral resolution was taken into account by convoluting the calculated spectrum with a Gaussian function (the width of the Gaussian function was the spectral resolution of the measurement). The time dispersion in the spectrometer was also taken into account by averaging each point of the spectrum in time over 50 ps. To summarize, we presented in Fig. 11 a comparison of the electron temperature evolution for different electron density. Good agreement is observed between experiment and theory at least until 200 ps after the laser peak intensity. Later in time the calculated electron temperatures are greater than those observed in the experiment.

Finally in order to estimate easily the electron temperature as a function of the electron density, it is possible to derive a simple scaling law by integrating the laser

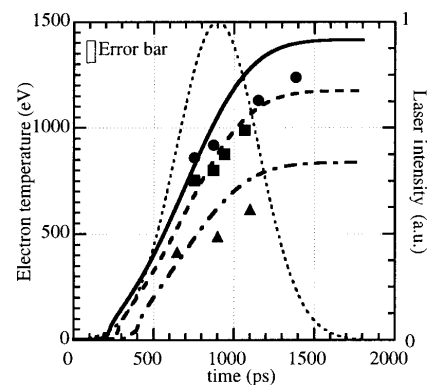


FIG. 11. Electron temperature evolution for different initial electron density: 4×10^{19} cm $^{-3}$ (triangles), 9×10^{19} cm $^{-3}$ (squares), and 1.4×10^{20} cm $^{-3}$ (circles). And the corresponding calculated electron temperature evolution: 4×10^{19} cm $^{-3}$ (dashed-dotted line), 9×10^{19} cm $^{-3}$ (dashed line), and 1.4×10^{20} cm $^{-3}$ (continuous line). In dashed line the laser intensity evolution is in arbitrary units.

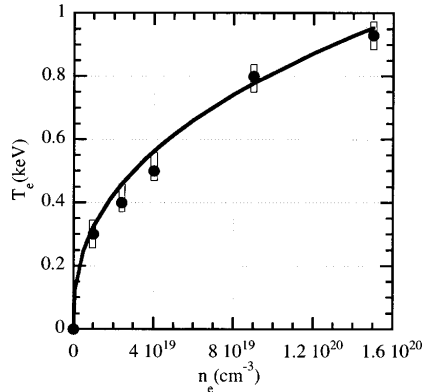


FIG. 12. Electron temperature as a function of the electron density at the laser peak intensity. In continuous stands for the theoretical values deduced from Eq. (7).

light absorption equation.³ Here we suppose that all the laser light is absorbed by inverse bremsstrahlung:¹⁴

$$\frac{3}{5}n_e k_B T_e^{5/2} = \kappa \Phi. \quad (6)$$

Assuming that κ is constant in time we deduced that at the laser peak intensity electron density and temperature are related by the following scaling law:

$$T_e (\text{eV}) = (520.Z.I_L (\text{W/cm}^2) \tau(s) n_e / n_c \ln \Lambda)^{2/5}. \quad (7)$$

This indicates that the electron temperature is proportional to $n_e^{2/5}$. We have plotted in Fig. 12 the electron temperature measured at the laser peak intensity as a function of the electron density. Also in Fig. 12, we have plotted the electron temperature calculated from the simple formula of Eq. (7). The very good agreement between experiments and theory indicates that the major heating process is the inverse bremsstrahlung and that the assumptions we have made are realistic.

V. CONCLUSIONS

We have presented a complete measurement of large scale and quasistationary plasmas created using a well-defined gas jet irradiated with a nanosecond laser beam. These plasmas have been characterized by Thomson scattering diagnostics over a wide range of temperature (0.5–1.3 keV) and density (1×10^{19} – $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) and may be useful for laser fusion and laser particle acceleration studies. Because density and velocity gradients are small in comparison with pre-exploded foils, they offer a new approach to study parametric instabilities. We also present a simple model, which allows us to calculate electron temperature and density evolutions in agreement with experimental observations. A successful reconstruction of time resolved ion Thomson spectra has also been achieved. A scaling law relating electron density and electron temperature has been established in agreement with a theoretical calculation for the collisional heating.

¹A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin *et al.*, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).

²C. A. Coverdale, C. B. Darrow, W. L. Kruer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4659 (1995).

³J. Denavit and D. W. Phillion, *Phys. Plasmas* **1**, 1971 (1994).

⁴S. D. Baton, F. Amiranoff, V. Malka *et al.*, *Phys. Rev. E* **57**, R4895 (1998).

⁵F. Amiranoff, S. D. Baton, C. Coulaud *et al.*, *Phys. Rev. E* **61**, 1949 (2000).

⁶V. Malka, N. R.-L. Galloudec, S. Hüller *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 4259 (2000).

⁷H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Z. Patron *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2778 (1994).

⁸E. Fill, S. Borgstrom, J. Larsson *et al.*, *Phys. Rev. E* **51**, 6016 (1995).

⁹V. Malka, E. D. Wispelaere, F. Amiranoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2979 (1997).

¹⁰E. DeWispelaere, V. Malka, S. Hüller *et al.*, *Phys. Rev. E* **59**, 7110 (1999).

¹¹V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2329 (2000).

¹²Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic, New York, 1967).

¹³A. Y. Polishchuk and J. Meyer-Ter-Vehn, *Phys. Rev. E* **49**, 663 (1994).

¹⁴W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988).

Propagation of a randomized 600-ps laser beam in a helium gas jet over long scale lengths

J. Faure, V. Malka, and F. Amiranoff

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR 7605, CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Pierre et Marie Curie, 91128 Palaiseau Cedex, France

(Received 20 March 2001; published 18 July 2001)

The propagation and interaction of a randomized 600-ps laser with a helium gas jet were studied experimentally for laser intensities of 10^{14} W/cm². Such a study is of interest for the indirectly driven inertial confinement fusion scheme, where a randomized laser beam propagates into a gas-filled cavity over a distance of a few millimeters. The dynamics of ionization was studied using time resolved interferometry. Maps of electronic density $n_e(z,t)$ were retrieved from time resolved interferograms. The plasma temperature was studied using Thomson scattering. The results show that the laser diffracts while propagating, leading to a decrease in laser intensity and causing ionization to occur later in time. An ionization front, moving at a velocity of about $v_f \approx 2.8 \times 10^6$ m/s, was observed. Beam diffraction also causes a nonhomogeneous heating of the plasma: the entrance of the plasma is hotter than the exit. A one-dimensional model was used to fit the results. It takes into account collisional ionization and heating by inverse bremsstrahlung. The model shows very good agreement with the experiment.

DOI: 10.1103/PhysRevE.64.026404

PACS number(s): 52.38.-r, 52.35.Fp, 52.50.Jm, 52.70.-m

I. INTRODUCTION

Efficient coupling of laser energy to the target is an essential point in inertial confinement fusion (ICF). Optical smoothing techniques [1,2] are used in order to improve the uniformity of the irradiation and to enhance the coupling to the target. In the case of the indirect drive scheme [3], the laser does not interact directly with the target but interacts first with the walls of a cavity where the laser energy is converted into x rays. Before reaching the walls, the laser has to propagate through a few millimeters of gas (typically 5 mm to 1 cm of helium with an atomic density of $n_a \approx 10^{19}$ cm⁻³). To our knowledge, this aspect of the interaction has never been studied experimentally and this is what inspired this paper.

This paper deals with an experimental study of the propagation of a randomized 600-ps laser pulse in a helium gas jet. In real world fusion experiments, the geometry of the cavity is impractical for diagnosing what happens inside the cavity and it is difficult to distinguish the interaction with the gas from the interaction with the walls. By using a gas jet, one can concentrate on the problem of propagation in the gas and ignore other phenomena that take place during the interaction.

Our gas jets are well characterized [4] and supersonic nozzles provide a homogeneous and flat density profile, similar to the uniform gas density inside a *Hohlraum*. Using time resolved interferometry, we were able to measure ionization dynamics and to retrieve a map of the density along the laser propagation. While propagating in the gas, no ponderomotive self-focusing was observed and beam diffraction was found to be similar to vacuum diffraction: after 4 mm, we estimated the intensity to be reduced by a factor of 20. This caused ionization to start later in time as the laser propagated. Sometimes, the end of the gas jet would not even be ionized. Similarly, this implies that plasma heating is different along propagation: the electron temperature T_e is hot (up to 200 eV) at the entrance of the plasma where the laser

intensity is high and cold at the exit of the plasma where the laser intensity is low.

The paper is organized as follows. Section II presents the one-dimensional (1D) model used throughout the paper for comparison with the experimental results. This model is based on the model of Denavit and Phillion [5]; it accounts for collisional ionization and laser absorption through inverse bremsstrahlung. For a better description of the experiment, a more realistic modeling of the beam diffraction for a randomized laser beam [6,7] has been added. Section III describes the experimental setup and the results. Measurements of plasma electron density and temperature are first presented and compared with the model. In addition, laser absorption measurements are presented and compared with the model in order to confirm its validity.

II. MODEL

Before entering into the details of the model, let us consider the different parameters of interest for the propagation of a randomized laser beam over long scale lengths. First, one can define an analog of the Rayleigh length for a smoothed beam [7]: $z_R \approx k_0 r_0 \rho_0 / 2$, where k_0 is the wave vector, r_0 the radius of the focal spot, and ρ_0 the speckle radius. If f is the focal length of the focusing optics, λ_0 the central laser wavelength, D the diameter of the incoming beam, and h the dimension of a cell on the random phase plate (RPP), then $r_0 = \lambda_0 f / h$ and $\rho_0 = \lambda_0 f / D$. These different dimensions are represented on Fig. 1. The parameters of the experiment are $\lambda_0 = 0.53$ μm , $D = 90$ mm, $f = 250$ mm, $h = 1$ mm, giving $r_0 = 130$ μm , $\rho_0 = 1.5$ μm , and $z_R = 1.1$ mm. For a real ICF experiment, the parameters are $\lambda_0 = 0.35$ μm , $r_0 = 200$ μm , $\rho_0 = 2 - 10$ μm , and $z_R = 3 - 20$ mm. The size of the cavity is typically $L_{int} = 10$ mm, and in some cases (depending on the focusing optics) $L_{int} > z_R$.

When the interaction length L_{int} is such that $L_{int} < z_R$, it is possible to generate uniform plasmas along the propagation axis [8]. On the contrary, when $L_{int} > z_R$, as the laser

J. FAURE, V. MALKA, AND F. AMIRANOFF

PHYSICAL REVIEW E 64 026404

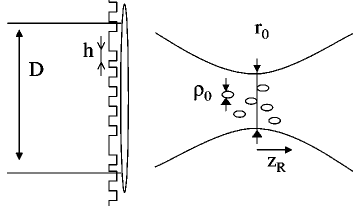


FIG. 1. Schematics of the focusing optics and different beam scales.

propagates, it diffracts and the intensity decreases along the propagation. This leads to a plasma that is not uniform (in terms of temperature and density) along the propagation axis. This is the case in our experiment and can also be the case for ICF in the indirect drive scheme. Therefore, a correct description of beam defocusing is required.

Hydrodynamic motion is to be considered when the pulse duration τ is much longer than the typical time of plasma expansion τ_{hydro} . This hydrodynamic time can be estimated as $\tau_{hydro} = r_0 / c_s$, where c_s is the ion sound velocity. In our experiment, $T_e < 400$ eV and $r_0 > 150$ μm , which gives $\tau_{hydro} > 1.1$ ns $>$ τ (600 ps). Hydrodynamic motion can therefore reasonably be neglected in our experiment.

The model [5] used in this paper simulates collisional ionization and plasma heating by inverse bremsstrahlung. It neglects hydrodynamic motion, heat conduction, and temperature equilibration with ions. Temperature equilibration with ions can reasonably be neglected because the ion temperature T_i was measured in the experiment and was found to be much smaller than the electron temperature T_e . The mechanism for ionization is as follows: The first free electrons are created through multiphoton ionization, and then collisions are responsible for ionization. The model does not include multiphoton ionization and at the beginning of each simulation the plasma is supposed to be in a low charge state. The initial number of electrons n_{e0} leads to the initial average state of the plasma $Z_{av0} = n_{e0} / n_a$ where n_a is the density of neutral atoms in the gas. The evolution of the plasma electron density n_e can be obtained by solving

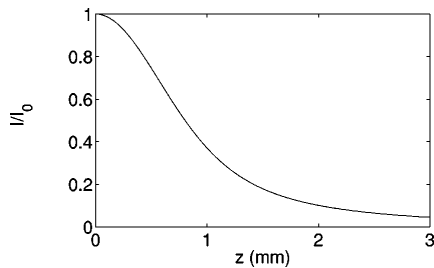


FIG. 2. Decrease of the on-axis intensity of a smoothed beam due to diffraction. Parameters are $r_0 = 130$ μm , $\rho_0 = 1.5$ μm , $z_R = 1.1$ mm.

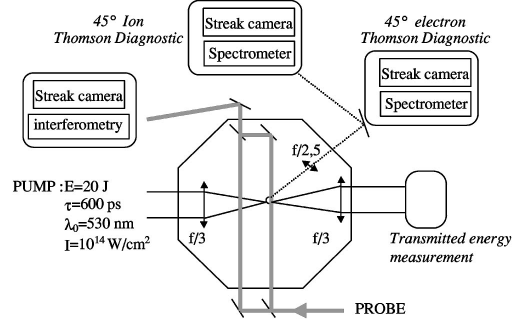


FIG. 3. Schematics of the experimental setup.

$$\frac{\partial}{\partial t} n_Z = n_e (n_{Z-1} S_Z - n_Z S_{Z+1}), \quad (1)$$

$$n_e = \sum_{Z=1}^{Z_{max}} Z n_Z, \quad (2)$$

where n_Z is the density of ions of charge Z , S_Z is the collisional ionization rate for creating ions of charge Z [9], and Z_{max} is the charge of fully stripped ions. In this description, recombination rates have been omitted, which is valid for relatively low Z elements, for temperatures lower than a few keV, and for low density plasmas. In these conditions, the recombination times are much longer than the corresponding ionization times. In the case of helium ($Z=2$), these equations are easy to solve and one can calculate the populations n_a, n_1, n_2, n_e and retrieve the average charge state of the plasma $Z_{av} = n_e / n_a$.

The temperature can be calculated using the electron energy equation

$$\frac{\partial}{\partial t} T_e = \frac{2\kappa}{3n_a k_B} \frac{I}{Z_{av} T_e^{3/2}} - \frac{T_e}{Z_{av}} \frac{\partial}{\partial t} Z_{av} - (\partial T_e / \partial t)_{ioniz} \quad (3)$$

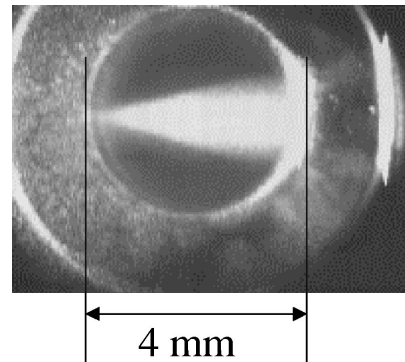


FIG. 4. Top view image of the interaction for a gas density of $n_a = 1.5 \times 10^{19}$ cm^{-3} .

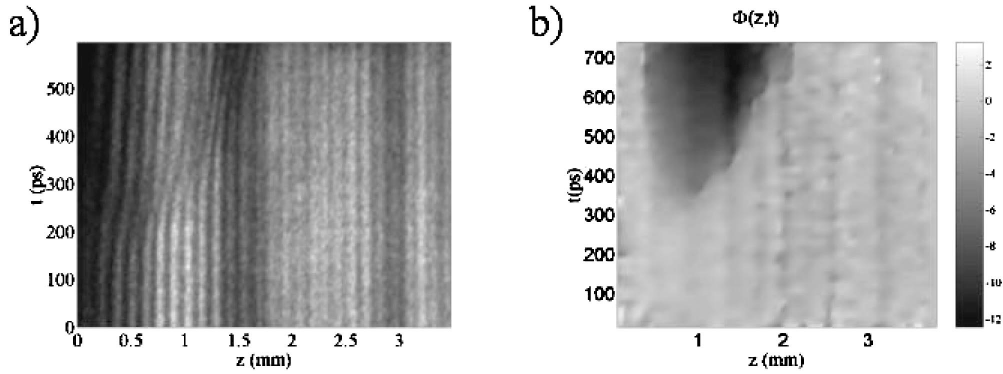


FIG. 5. (a) Interferogram for $n_a = 0.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (b) Phase map $\Phi(z,t)$ obtained after analysis of the interferogram.

where Eq. (3) is in Gaussian units. The temperature T_e is in eV, $k_B = 1.6 \times 10^{-12} \text{ erg/eV}$ is the Boltzmann constant, and I is the laser intensity. Finally, κ is defined as

$$\kappa = 10^{-16} Z_{av} n_e^2 / n_a \ln \Lambda \quad (4)$$

where $\ln \Lambda$ is the Coulomb logarithm calculated from Ref. [10]. The first and second terms on the right hand side of Eq. (3) represent heating by inverse bremsstrahlung in a plasma with a time varying electron density. The third term stands for the temperature loss due to ionization:

$$(\partial T_e / \partial t)_{\text{ioniz}} = \frac{2}{3} \sum_{Z=1}^{Z_{\text{max}}} n_{Z-1} S_Z \chi_Z \quad (5)$$

where χ_Z is the ionization potential for charge state Z .

When the overall intensity profile is Gaussian in the focal plane, the on-axis laser intensity in vacuum evolves as [7]

$$I^{\text{vac}}(z, r=0) = \frac{I_0}{\pi^2} \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 (1 - e^{-\pi^2 z^2 / z_0^2}) \quad (6)$$

where $z_0 = k_0 r_0 \rho_0$. The decrease of laser intensity for the parameters of our experiment is shown in Fig. 2.

Taking into account laser absorption by inverse bremsstrahlung and diffraction effects, a differential equation for the evolution of laser intensity can then be written as

$$\frac{\partial}{\partial z} I = f(z) - \frac{\kappa I}{T_e^{3/2}} \quad (7)$$

where $f(z)$ is the derivative of Eq. (6) with respect to z .

This set of equations describes most of the physics we investigated in our experiment. Thermal conduction has been neglected, which leads to an overestimation of the temperature: this model was previously compared with an experiment [8] and was observed to give temperatures 20% higher when compared to experimental results. The validity of this model is limited to cases where hydrodynamic motion can be neglected and to low Z elements. For high Z elements, other effects such as radiative cooling can complicate the physics at stake. It should be noted that this model also fails to describe high density and/or high intensity cases since paramet-

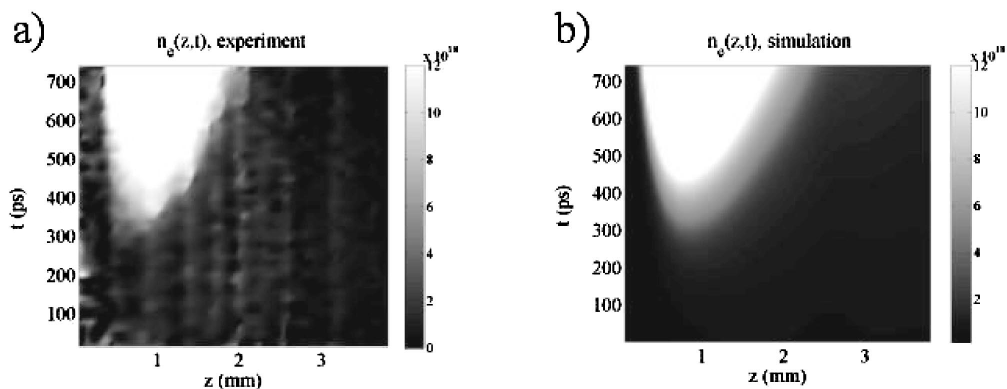


FIG. 6. (a) Experimental density map $n_e(z,t)$. (b) Simulated density map. Same parameters as Fig. 5.

J. FAURE, V. MALKA, AND F. AMIRANOFF

PHYSICAL REVIEW E 64 026404

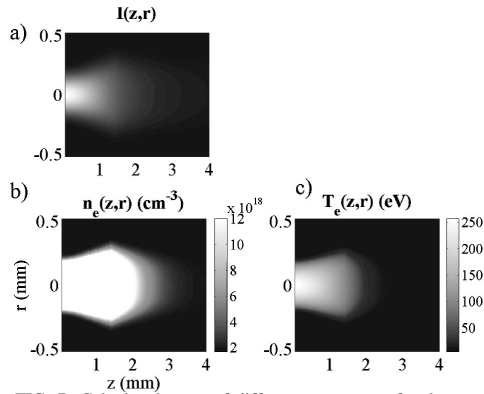


FIG. 7. Calculated maps of different parameters for the conditions of Fig. 5. (a) Intensity map $I(r,z)$. (b) Electron density map $n_e(r,z)$ at time $t=700$ ps. (c) Temperature map $T_e(r,z)$ at time $t=700$ ps.

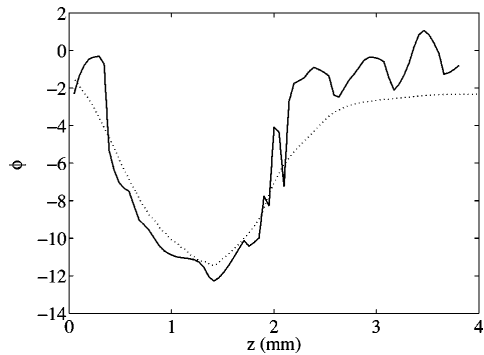


FIG. 8. Phase as a function of z at the end of the pulse (corresponding to $t=700$ ps in Fig. 6). The dotted line corresponds to the simulation and the full line to the experiment.

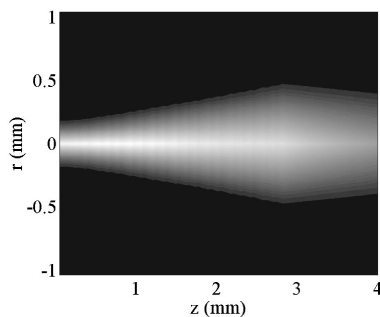


FIG. 9. Simulated top view image of the scattered light for a gas density of $n_a=1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

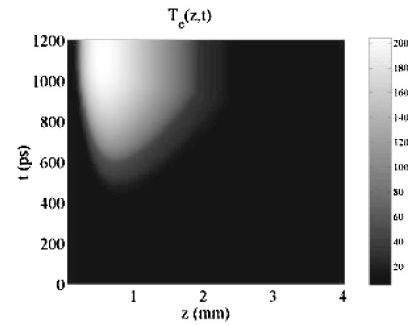


FIG. 10. Simulated map of the temperature $T_e(z,t)$. Same parameters as Fig. 5.

ric instabilities become important for dense plasmas [11] and can modify laser absorption as well as laser propagation.

Finally, using the 2D intensity distribution $I(r,z)$ calculated in Ref. [7], one can calculate the local density and temperature in 2D: respectively, $n_e(r,z)$ and $T_e(r,z)$. This is valid only if laser absorption is neglected in Eq. (7). For very underdense plasmas ($n_e < 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), laser absorption was measured to be only a few percent and the laser propagation was similar to propagation in vacuum.

III. EXPERIMENT

A. Setup

The experiment was performed using one arm of the laser at the Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). The experimental setup is presented in Fig. 3. The infrared laser ($1.054 \mu\text{m}$) was frequency doubled ($0.53 \mu\text{m}$) using a potassium diphosphate crystal, giving a linear polarization at 45° with respect to the horizontal plane. The pulse duration of the frequency-doubled pulse was 660 ps full width at half maximum with a super-Gaussian (almost square) pulse temporal profile. The 90-mm diameter laser beam was focused on the edge of a helium gas jet with an $f/3$ doublet lens. A random phase plate with 1-mm cells was used in order to generate a large focal spot. The laser intensity distribution in the focal plane had a Gaussian envelope.

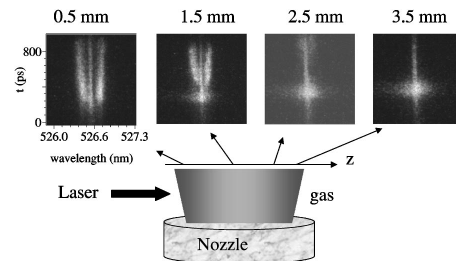


FIG. 11. Thomson spectra for different positions in the gas jet and for a density $n_a=1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

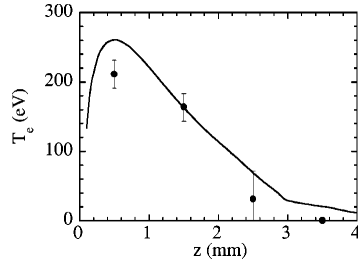


FIG. 12. Electron temperature T_e (after 300 ps) as a function of space for density $n_a = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The circles represent experimental points calculated from Thomson scattering spectra in Fig. 11. The line was calculated with the model.

lope with a radius at $1/e^2$ in intensity of $130 \mu\text{m}$. The average laser intensity in vacuum was approximately 10^{14} W/cm^2 .

The electron density obtained in fully ionized helium was less than $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The electron density could easily be modified by changing the gas backing pressure (e.g., the pressure maintained in the small reservoir chamber before the magnetic valve).

Time resolved ion Thomson scattering spectra were obtained by imaging the spectrum from a (1200 lines/mm) spectrometer onto the entrance slit of a Hadland streak camera with 200 ps/mm sweep speed. The temporal resolution of 50 ps was limited by the spectrometer and the measured spectral resolution was 0.25 \AA . The resulting time resolved spectra were recorded on a 12-bit charge-coupled device (CCD). Ion Thomson scattered light was collected at 45° in the forward direction with an achromatic $f/2.5$ lens and focused at the entrance of the spectrometer.

Time resolved electron Thomson scattering spectra were measured using a lower dispersion spectrometer (100 lines/mm) giving a spectral resolution of about 30 \AA . The streak camera was used with 100 ps/mm sweep speed with 10 ps time resolution. The resulting time resolved spectra were also recorded on a 12-bit CCD. Electron Thomson scattered light was collected at 45° in the forward direction with an achromatic $f/2.5$ lens and focused at the entrance of the spectrometer.

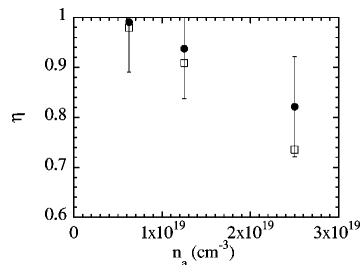


FIG. 13. Measured (circles) and calculated (squares) laser transmission as a function of gas density.

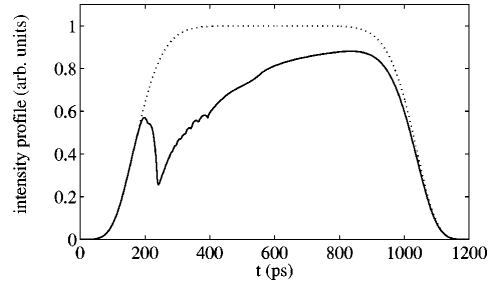


FIG. 14. Simulation of the laser intensity profile pulse before interaction (dotted line) and after interaction (full line) for a density of $n_a = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Interferometry of the plasma was performed using a Mach-Zehnder interferometer. A 600-ps, frequency-doubled probe beam was used for interferometry. The probe beam was synchronized with the interaction beam and the pump-probe delay was about 100 ps (the probe was earlier). The interferogram of the plasma was imaged onto the slit of a streak camera with 100 ps/mm sweep speed. The 20-ps temporal resolution was limited by the streak camera.

A top view image of the scattered light was also set up in order to observe the beam diffraction and scattering from the plasma. Finally, laser absorption was measured by measuring the transmitted energy in an $f/3$ cone with a calibrated calorimeter. Figure 4 shows a typical top view image where one can observe the diffraction of the laser beam indicating that the Rayleigh length is shorter than the interaction length.

B. Time resolved interferometry

Time resolved interferometry gives interesting information concerning ionization dynamics along the propagation. Figure 5(a) shows a typical interferogram obtained with an initial atomic density $n_a = 0.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The displacement of the fringes is indicative of ionization: the creation of electrons strongly affects the index of refraction of the medium. One might notice that the fringes start to shift later and later in time as the laser propagates: this indicates beam defocusing. Using an automatic fringe analysis program [4], it is possible to retrieve a cartography of the phase in the plane (z, t) . This is what is shown in Fig. 5(b). For a low density plasma $n_e/n_c \ll 1$ (where n_c is the critical density). In this case, the phase (on axis) can be expressed as

$$\Phi(z, t) \approx \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{n_a}{n_c} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_{av}(z, t, r) dr. \quad (8)$$

Assuming that $Z_{av}(z, t, r) = Z_{av}(z, t, r=0)$ inside the beam waist and $Z_{av} = 0$ outside, the phase reads

$$\Phi(z, t) \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{n_a}{n_c} Z_{av}(z, t) w(z) \quad (9)$$

where $w(z)$ is the beam radius and is defined as $w(z) = r_0 [I^{vac}(z)/I_0]^{1/2}$, with $I^{vac}(z)$ as defined in Eq. (6).

J. FAURE, V. MALKA, AND F. AMIRANOFF

PHYSICAL REVIEW E **64** 026404

Using the phase map shown in Fig. 5(b) and Eq. (9), it is possible to retrieve an experimental electron density map $n_e(z, t)$. This is what is shown in Fig. 6(a). The simulated density map shown in Fig. 6(b) was calculated using the model described in Sec. II. The parameters for the simulation were the same as the experimental parameters: the laser pulse was 600 ps long, super-Gaussian ($I \propto \exp[-(t/\tau)^8]$) with an intensity of $I = 1.5 \times 10^{14}$ W/cm², and the medium was helium at density $n_a = 0.6 \times 10^{19}$ cm⁻³ and initially pre-ionized so that $Z_{av0} = 0.1$. The simulation reproduces the experimental results with quantitative agreement, indicating that the main reason for the delayed ionization is beam diffraction. This measurement gives information on the speed of the ionization front. For example, in Fig. 6, the ionization front moves at the velocity $v_f \approx 2.8 \times 10^6$ m/s. The velocity of the front is limited by the fact that the beam diffracts and the intensity decreases: if the intensity was constant during propagation, the front velocity would be much higher and limited only by a laser absorption wave [5]. We find that, even for distances smaller than the Rayleigh length, the front velocity is limited by beam diffraction.

Bidimensional calculations were carried out as explained in Sec. II. The results are shown in Fig. 7 where the parameters in the plane (r, z) are represented at the end of the interaction. One can observe a fully ionized uniform plasma over a distance of about 2 mm. From this 2D calculation, the phase $\Phi(z, t)$ can be calculated according to Eq. (8) by integrating over the transverse coordinate. A comparison between theory and experiment is shown in Fig. 8. The dashed line is the simulated phase and it very closely reproduces the experiment (full line), indicating that beam diffraction and ionization dynamics have been described correctly. A top view image of the scattered light can also be generated using this 2D calculation. The result is shown in Fig. 9; the image is comparable to the experimental top view image in Fig. 4.

Figure 10 is a calculated temperature map $T_e(z, t)$; it illustrates that, while the temperature is about 200 eV at the entrance of the plasma (and at the end of the interaction), it falls down to about 60 eV after a 2-mm propagation. This temperature decrease can easily be explained by the fact that, when ionization occurs later in the pulse reference frame, only the back of the pulse is available for plasma heating.

Figure 11 shows Thomson scattering spectra taken at different positions along the propagation for $n_a = 1.5 \times 10^{19}$ cm⁻³. The spectra show that scattering occurs later as the laser pulse propagates inside the target, indicating delayed ionization. This is in agreement with our previous observation. Furthermore, the analysis of Thomson spectra shows that the temperature decreases during propagation, in agreement with the simulations. This is shown in Fig. 12: for $n_a = 1.5 \times 10^{19}$ cm⁻³, after 300 ps of interaction (middle of the pulse), the temperature is about 210 eV at 0.5 mm in the jet and it is lower than 50 eV after 2-mm propagation. For later times, the model overestimates the temperature because it does not take into account thermal conduction.

C. Absorption

The transmitted energy was measured using a calorimeter. This measurement gives us another opportunity to validate the model for such a regime of interaction. The energy transmission as a function of gas density is represented on Fig. 13. The full circles represent the experimental points and the empty squares represent the points calculated with the model. Figure 13 shows that at low densities ($n_e \approx 10^{19}$ cm⁻³) the absorption is only a few percent and it becomes greater at higher density. The relatively good agreement between theory and experiment confirms the fact that absorption comes essentially from inverse bremsstrahlung in this regime where parametric instabilities are weak.

Figure 14 shows results of a simulation demonstrating the effect of laser absorption on the pulse temporal profile. The dotted line is the initial profile and the full line is the profile after interaction with 4 mm of helium gas at $n_a = 2.5 \times 10^{19}$ cm⁻³. The front of the pulse is unchanged until ionization occurs. This process requires laser energy and creates a hole in the pulse profile. After ionization, laser absorption is due to inverse bremsstrahlung heating and it slowly decreases with time as the plasma is heated (this is because the absorption coefficient varies as $T_e^{-3/2}$).

IV. CONCLUSION

In conclusion, we have investigated the propagation of a randomized 600-ps laser pulse ($I = 1.5 \times 10^{14}$ W/cm²) in 4 mm of helium gas. Time resolved interferometry and Thomson scattering allowed us to resolve the density and temperature evolution and to retrieve density and temperature maps $n_e(z, t)$ and $T_e(z, t)$. The transmission throughout the plasma was measured and showed that laser absorption is only a few percent in the case of a gas at $n_a \approx 10^{19}$ cm⁻³.

A 1D model, including inverse bremsstrahlung absorption and laser diffraction, was used to fit the experimental results and showed quantitative agreement with the experiment. These results are important because they show that the delayed ionization is essentially due to beam diffraction and not to a laser absorption wave. These results also relate to ICF in the indirect drive scheme: they show the dynamics of gas ionization and plasma heating in conditions similar to those in a gas-filled cavity. Finally, this paper provides some tools to answer the question of laser propagation into a centimeter of gas for a real ICF pulse.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to acknowledge the excellent support of the laser team at LULI during the experiment. The authors would also like to thank J. P. Geindre for his very useful help in the analysis of the interferograms.

- [1] D. G. Colombant and A. G. Schmitt, *J. Appl. Phys.* **67**, 2303 (1990).
- [2] S. N. Dixit *et al.*, *Appl. Opt.* **32**, 2543 (1993).
- [3] J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
- [4] V. Malka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 6 (2000).
- [5] J. Denavit and D. W. Phillion, *Phys. Plasmas* **1**, 6 (1994).
- [6] H. A. Rose and D. F. Dubois, *Phys. Fluids B* **5**, 3337 (1993); J. Garnier, *Phys. Plasmas* **6**, 1601 (1999).
- [7] J. Garnier, C. Gouillard, and L. Videau, *Opt. Commun.* **176**, 281 (2000).
- [8] V. Malka, J. Faure, and F. Amiranoff, *Phys. Plasmas* (to be published).
- [9] Y. B. Zeldovitch and Y. P. Raizer, *The Physics of Shock Wave and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1967).
- [10] A. Y. Polishchuk and J. Meyer-Ter-Vehn, *Phys. Rev. E* **49**, 663 (1994).
- [11] J. F. Drake *et al.*, *Phys. Fluids* **17**, 778 (1974).

Bibliographie

AGRAWAL, G. P. (1995). *Non linear fiber optics*. Academic, New York. [20](#), [39](#)

AKHIEZER, A. I. & POLOVIN, R. V. (1956). *Theory of wave motion of an electron plasma*. Sov. Phys. JETP **3**, no. 5, p. 696–705. [16](#), [57](#)

AMENDT, P., EDER, D. C. & WILKS, S. C. (1991). *X-ray lasing by optical-field-induced ionization*. Phys. Rev. Lett. **66**, p. 2589. [7](#), [39](#)

AMIRANOFF, F., BATON, S., BERNARD, D., CROS, B., DESCAMPS, D., DORCHIES, F., JACQUET, F., MALKA, V., MATTHIEUSSENT, G., MARQUES, J. R., MINE, P., MODENA, A., MORA, P., MORILLO, J. & NAJMUDIN, Z. (1998). *Observation of laser wakefield acceleration of electrons*. Phys. Rev. Lett. **81**, p. 995. [5](#)

AMIRANOFF, F., LABERGE, M., MARQUÈS, J.-R., MOULIN, F., FABRE, E., CROS, B., MATTHIEUSSENT, G., BENKHEIRI, P., JACQUET, F., MEYER, J., MINÉ, P., STENZ, C. & MORA, P. (1992). *Observation of modulational instability in nd-laser beat-wave experiments*. Phys. Rev. Lett. **68**, p. 3710. [5](#), [89](#)

AMMOSOV, M. V., DELONE, N. B. & KRAINOV, V. P. (1986). *Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions by an alternating electromagnetic field*. Sov. Phys. JETP **64**, p. 1191–1194. [18](#), [186](#)

ANDERSEN, A. H. (1987). *Tomography transform and inverse in geometrical optics*. J. Opt. Soc. Am. A **4**, p. 1385. [168](#)

ANDREEV, N. E., GORBUNOV, L. M., KIRSANOV, V. I., POGOSOVA, A. A. & RAMAZASHVILI, R. R. (1994). *The theory of laser self-resonant wake field excitation*. Phys. Scripta **49**, p. 101–109. [29](#)

- ANDREEV, N. E., GORBUNOV, L. M., KIRSANOV, V. I., POGOSOVA, A. A. & SAKHAROV, A. S. (1996). *Theory of the resonance modulational instability of short laser pulses in a homogeneous plasma and plasma channels*. *Plas. Phys. Rep.* **22**, p. 379–389. [29](#), [30](#), [34](#)
- ANDREEV, N. E., KIRSANOV, V. I., SAKHAROV, A. S., VAN AMERSFOORT, P. & GOLOVIZNIN, V. V. (1997). *On the phase velocity of plasma waves in a self-modulated laser wake-field accelerator*. *Phys. Plasmas* **4**, no. 4, p. 1145–1153. [63](#)
- ANTONSEN, J., M., T. & MORA, P. (1993). *Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*. *Phys. Fluids B* **5**, no. 5, p. 1440. [29](#), [107](#), [121](#)
- ANTONSEN, T. M. & MORA, P. (1995). *Leaky channel stabilization of intense laser pulses in tenuous plasmas*. *Phys. Rev. Lett.* **74**, no. 22, p. 4440. [52](#)
- ANTONSEN, JR., T. M. & MORA, P. (1992). *Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*. *Phys. Rev. Lett.* **69**, no. 15, p. 2204–2207. [29](#)
- AUGST, S., MEYERHOFER, D. D., STRICKLAND, D. & CHIN, S. L. (1991). *Laser ionization of noble gas by coulomb barrier suppression*. *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, p. 858–867. [18](#)
- BERTRAND, P., GHIZZO, A., KARTTUNEN, S. J., PÄTTIKANGAS, T. J. H., SALOMAA, R. R. E. & SHOUCRI, M. (1995). *Two-stage electron acceleration by simultaneous stimulated Raman backward and forward scattering*. *Phys. Plasmas* **2**, no. 8, p. 3115–3129. [60](#)
- BORISOV, A. B., BOROVSKI, A. V., SHIRYAEV, O. B., KOROBKIB, V. V., PROKHORAOV, A. M., LUK, T. S., BOYER, K. & RHODES, C. K. (1992). *Relativistic and charge displacement self-channeling of intense ultrashort laser pulses in plasmas*. *Phys. Rev. A* **45**, p. 5830. [45](#)
- BORISOV, A. B., SHIRYAEV, O. B., MCPHERSON, A., BOYER, K. & RHODES, C. K. (1995). *Stability analysis of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense laser pulses in underdense plasmas*. *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, p. 569–597. [45](#)
- BOYD, R. W. (1993). *Nonlinear Optics*. Academic, San Diego. [20](#), [40](#)

- BRAUN, A., KORN, G., LIU, X., DU, D., SQUIER, J. & MOUROU, G. (1995). *Self-focusing of high-peak-power femtosecond laser pulses in air*. Opt. Lett. **20**, p. 73–75. [40](#)
- BULANOV, S. V., INOVENKOV, I. N., KIRSANOV, V. I., NAUMOVA, N. M. & SAKHAROV, A. S. (1992). *Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma*. Phys. Fluids **4**, p. 1935. [65](#)
- BURNETT, N. H. & ENRIGHT, G. D. (1990). *Population inversion in the recombination of optically-ionized plasmas*. IEEE J. Quant. Elec. **26**, p. 1797–1808. [7](#), [39](#)
- CHAMBARET, J. P., BLANC, C. L., CHÉRIAUX, G., CURLEY, P., DARPENTIGNY, G., ROUSSEAU, P., HAMONIAUX, G., ANTONETTI, A. & SALIN, F. (1996). *Generation of 25-tw, 32-fs pulses at 10 Hz*. Opt. Lett. **21**, p. 1221. [76](#)
- CHEN, S. Y., KRISHNAN, M., MAKSIMCHUK, A., WAGNER, R. & UMSTADTER, D. (1999). *Detailed dynamics of electron beams self-trapped and accelerated in a self-modulated laser wakefield*. Phys. Plasmas **6**, p. 4739. [126](#)
- CHEN, S. Y., MAKSIMCHUK, A. & UMSTADTER, D. (1998a). *Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering*. Nature **396**, p. 653. [16](#)
- CHEN, S. Y., SARKISOV, G. S., MAKSIMCHUK, A., WAGNER, R. & UMSTADTER, D. (1998b). *Evolution of a plasma waveguide created during relativistic-ponderomotive self-channeling of an intense laser pulse*. Phys. Rev. Lett. **80**, no. 12, p. 2610. [50](#), [156](#)
- CHESSA, P., WISPELAERE, E. D., DORCHIES, F., MALKA, V., MARQUÈS, J.-R., HAMONIAUX, G., MORA, P. & AMIRANOFF, F. (1999). *Temporal and angular resolution of the ionization-induced refraction of a short laser pulse in a helium gas*. prl **82**, no. 3, p. 552. [21](#)
- CHÉRIAUX, G., ROUSSEAU, P., SALIN, F., CHAMBARET, J.-P., WALKER, B. & DIMAURO, L.-F. (1996). *Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification*. Opt. Lett. **21**, p. 414. [77](#)
- CLARK, T. R. & MILCHBERG, H. M. (1997). *Time- and space-resolved density evolution of the plasma waveguide*. Phys. Rev. Lett. **78**, no. 12, p. 2373–2376. [156](#), [172](#)

- CLAYTON, C. E., EVERETT, M. J., LAL, A., GORDON, D., MARSH, K. A. & JOSHI, C. (1994). *Acceleration and scattering of injected electrons in plasma beatwave accelerator experiments*. Phys. Plasmas **14**, no. 1, p. 1753. [5](#)
- CLAYTON, C. E., TZENG, K.-C., GORDON, D., MUGGLI, P., MORI, W. B., JOSHI, C., MALKA, V., NAJMUDIN, Z., MODENA, A., NEELY, D. & DANGOR, A. E. (1998). *Plasma wave generation in a self-focused channel of a relativistically intense laser pulse*. Phys. Rev. Lett. **81**, no. 1, p. 100. [171](#)
- COLLECTIF DU CERN (2000). *Review of particle physics*. European physical journal C **15**, no. 1-4, p. 163–174. [115](#)
- COLLECTIF FERMI LAB (2001). *Search for neutral supersymmetric Higgs Bosons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*. Phys. Rev. Lett. **86**, p. 4472. [3](#)
- CORKUM, P. B., ROLLAND, C. & RAO, T. (1986). *Supercontinuum generation in gases*. Phys. Rev. Lett. **57**, p. 2268. [7](#), [39](#)
- DAWSON, J. M. (1959). *Nonlinear electron oscillations in a cold plasma*. Phys. Rev. **133**, p. 383–387. [57](#)
- DE WISPELAERE, E. (1997). *Interaction de lasers de forte intensité ($10^{15} - 10^{18}$ W.cm $^{-2}$) avec un gaz ou un jet de gaz pour différentes durées d'impulsion*. Thèse de doctorat, Université Paris VI. [21](#), [50](#)
- DE WISPELAERE, E., MALKA, V., HULLER, S., AMIRANOFF, F., BATON, S., BONADIO, R., COULAUD, C., CASANOVA, M., DORCHIES, F., HAROUTUNIAN, R. & MODENA, A. (1999). *Formation of plasma channels in the interaction of a nanosecond laser pulse at moderate intensities with helium gas-jets*. Phys. Rev. E **59**, p. 7110. [50](#)
- DECKER, C. D., MORI, W. B., KATSOULEAS, T. & HINKEL, D. E. (1996a). *Spatial temporal theory of Raman forward scattering*. Phys. Plasmas **3**, no. 4, p. 1360–1372. [28](#), [29](#), [190](#)
- DECKER, C. D., MORI, W. B., TZENG, K. C. & KATSOULEAS, T. (1996b). *The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas*. Phys. Plasmas **3**, no. 5, p. 2047–2056. [35](#)
- DENAVIT, J. & PHILLION, D. W. (1994). *Laser ionization and heating of gas targets for long scale length instability experiments*. Phys. Plasmas **1**, no. 6, p. 1971. [17](#)

- DORCHIES, F., MARQUÈS, J. R., CROS, B., MATTHIEUSSENT, G., COURTOIS, C., VÉLIKOROUSSOV, T., AUDEBERT, P., GEINDRE, J. P., REBIBO, S., HAMONIAUX, G. & AMIRANOFF, F. (1998). *Monomode guiding of 10^{16} W.cm⁻² laser pulses over 100 rayleigh lengths in hollow capillary dielectric tubes*. Phys. Rev. Lett. **80**, no. 4, p. 720–723. [49](#)
- DRAKE, J. F., KAW, P. K., LEE, Y. C., SCHMIDT, G., LIU, C. S. & ROSENBLUTH, M. N. (1974). *Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas*. Phys. Fluids **17**, no. 4, p. 778. [1](#), [24](#)
- DURFEEIII, C. G., LYNCH, J. & MILCHBERG, H. M. (1995). *Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses*. Phys. Rev. E **51**, no. 3, p. 2368. [50](#), [52](#), [172](#)
- EHRlich, Y., COHEN, C., ZIGLER, A., KRALL, J., SPRANGLE, P. & ESAREY, E. (1996). *Guiding of high intensity laser pulses in straight and curved plasma channel experiments*. Phys. Rev. Lett. **77**, p. 4186. [50](#)
- ESAREY, E., HAFIZI, B., HUBBARD, R. & TING, A. (1998). *Trapping and acceleration in self-modulated laser wakefields*. Phys. Rev. Lett. **80**, no. 25, p. 5552. [60](#), [61](#), [62](#)
- ESAREY, E., HUBBARD, R. F., LEEMANS, W. P., TING, A. & SPRANGLE, P. (1997a). *Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses*. Phys. Rev. Lett. **79**, p. 2682. [182](#)
- ESAREY, E. & LEEMANS, W. P. (1999). *Nonparaxial propagation of ultra-short laser pulses in plasma channels*. Phys. Rev. E **59**, no. 1, p. 1082. [52](#)
- ESAREY, E. & PILLOFF, M. (1995). *Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves*. Phys. Plasmas **2**, no. 5, p. 1432–1436. [57](#)
- ESAREY, E., SCHOEDER, C. B., LEEMANS, W. P. & HAFIZI, B. (1999). *Laser-induced electron trapping in plasma-based accelerators*. Phys. Plasmas **6**, no. 5, p. 2262. [60](#)
- ESAREY, E., SCHROEDER, C. B., SHADWICK, B. A., WURTELE, J. S. & LEEMANS, W. P. (2000). *Nonlinear theory of nonparaxial laser pulse propagation in plasma channels*. Phys. Rev. Lett. **84**, no. 14, p. 3081. [37](#)
- ESAREY, E. & SPRANGLE, J. K. P. (1994). *Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas*. Phys. Rev. Lett. **72**, p. 2887–2890. [29](#), [34](#)

- ESAREY, E., SPRANGLE, P., KRALL, J. & TING, A. (1996). *Overview of plasma-based accelerator concepts*. IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, no. 2, p. 252–288. [5](#)
- ESAREY, E., SPRANGLE, P., KRALL, J. & TING, A. (1997b). *Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas*. IEEE J. Quantum Electron. **33**, no. 11, p. 1879–1914. [40](#), [45](#)
- ESAREY, E., SPRANGLE, P., PILLOFF, M. & KRALL, J. (1995). *Theory and group velocity of ultrashort, tightly focused laser pulses*. J. Opt. Soc. Am. B **12**, no. 9, p. 1695–1703. [63](#)
- ESAREY, E. & TING, A. (1990). *Comment on cascade focusing in the beat-wave accelerator*. Phys. Rev. Lett. **65**, p. 1961. [44](#)
- FAURE, J., MARQUÈS, J.-R., MALKA, V., AMIRANOFF, F., NAJMUDIN, Z., WALTON, B., ROUSSEAU, J.-P., RANC, S., SOLODOV, A. & MORA, P. (2001). *Dynamics of raman instabilities using chirped laser pulses*. Phys. Rev. E **63**, p. 654. [89](#)
- FORSLUND, D., KINDEL, J., LEE, K., LINDMAN, E. & MORSE, R. (1975). *Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma*. Phys. Rev. A **11**, p. 679–683. [24](#)
- GAHN, C., TSAKIRIS, G. D., PUKHOV, A., MEYER-TER-VEHN, J., PRETZLER, G., THIROLF, P., HABS, D. & WITTE, K. J. (1999). *Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels*. Phys. Rev. Lett. **83**, no. 23, p. 4772–4775. [67](#), [133](#), [135](#), [136](#)
- GAUL, E. W., LE BLANC, S. P., RUNDQUIST, A. R., ZGADZAJ, R., LANGHOFF, H. & DOWNER, M. C. (2001). *Production and characterization of a fully ionized He plasma channel*. Appl. Phys. Lett. **77**, p. 4112. [183](#)
- GIBBON, P. (1997). *High-order harmonic generation in plasmas*. IEEE J. Quantum Electron. **33**, no. 11, p. 1915–1924. [162](#)
- GIBBON, P., MONOT, P., AUGUSTE, T. & MAINFRAY, G. (1995). *Measurable signatures of relativistic self-focusing in underdense plasmas*. Phys. Plasmas **2**, p. 1305–1310. [97](#)
- GORBUNOV, L. M. & KIRSANOV, V. I. (1987). *Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet*. Sov. Phys. JETP **66**, p. 290–294. [43](#), [61](#)

- GUÉRIN, S. (1996). *Interaction d'une onde électromagnétique ultra-intense avec un plasma surdense*. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay. [16](#), [35](#)
- GUÉRIN, S., LAVAL, G., MORA, P., ADAM, J. C., HÉRON, A. & BENDIB, A. (1995). *Modulational and Raman instabilities in the relativistic regime*. Phys. Plasmas **2**, no. 7, p. 2807–2814. [35](#)
- HARTEMANN, F. V., FOCHS, S. N., SAGE, G. P. L., N. C. LUHMANN, J., WOODWORTH, J. G., PERRY, M. D., CHEN, Y. J. & KERMAN, A. K. (1995). *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*. Phys. Rev. E **51**, no. 5, p. 4833–4843. [67](#)
- HOGAN, M. J., ASSMAN, R., DECKER, F.-J., IVERSON, R., RAIMONDI, P., ROKNI, S., SIEGMANN, R. H., WALTZ, D., WHITTUM, D., BLUE, B., CLAYTON, C. E., DODD, E., HEMKER, R., JOSHI, C., MARSH, K. A., MORI, W. B., WANG, S., KATSOULEAS, T., LEE, S., MUGGLI, P., CATRAVAS, P., CHATTOPADHYAY, S., ESAREY, E. & LEEMANS, W. P. (2000). *E-157 : A 1.4-m-long plasma wake field acceleration experiment using a 30 GeV electron beam from the stanford linear accelerator center linac*. Phys. Plasmas **7**, p. 2241. [184](#)
- HUMPHRIES, S. (1990). *Charged particle beams*. Wiley Interscience, New York. [69](#), [71](#)
- ITATANI, J., FAURE, J., NANTEL, M., MOUROU, G. & WATANABE, S. (1998). *Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection*. Opt. Comm. **148**, p. 70–74. [28](#)
- JACKSON, E. A. (1960). *Nonlinear oscillations in a cold plasma*. Phys. Fluids **3**, p. 831. [161](#)
- JOHNSON, L. C. & CHU, T. K. (1974). *Measurement of electron density evolution and beam-self-focusing in a laser produced plasma*. Phys. Rev. Lett. **32**, p. 517–520. [50](#)
- JOSHI, C., TAJIMA, T., DAWSON, J. M., BALDIS, H. A. & EBRAHIM, N. A. (1981). *Forward raman instability and electron acceleration*. Phys. Rev. Lett. **47**, p. 1285–1288. [24](#)
- KATSOULEAS, T. & MORI, W. B. (1988). *Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma*. Phys. Rev. Lett. **61**, no. 1, p. 90–93. [58](#)

- KATSOULEAS, T., WILKS, S., P.CHEN, DAWSON, J. M. & SU, J. J. (1987). *Beam loading in plasma accelerators*. Dans *Particle accelerators*, tome 22, p. 81, USA. Gordon and Breach Science Publishers, Inc. 65, 66
- KAW, P. & DAWSON, J. (1970). *Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas*. Phys. Fluids **13**, no. 2, p. 472. 16
- KELDYSH, L. V. (1965). *Ionisation in the field of a strong electromagnetic wave*. Sov. Phys. JETP **20**, p. 1307. 18
- KIBBLE, T. W. B. (1966). *Refraction of electron beams by intense electromagnetic waves*. Phys. Rev. Lett. **16**, p. 1054–1056. 15
- KIM, K.-J., CHATTOPADHYAY, S. & SHANK, C. V. (1994). *Generation of femtosecond x-rays by 90° thomson scattering*. Nucl. Inst Meth. A **341**, p. 351. 181
- KOROBKIN, V. V., POLONSKII, L. Y., POPONIN, V. P. & PIATNITSKII, L. N. (1986). *Focusing of gaussian and super-gaussian laser beams by axicons to obtain continuous laser sparks*. Sov. J. Quantum Electron. **16**, p. 178. 172, 173
- KRAINOV, V. P. & SHOKRI, B. (1995). *Energy and angular distribution of electrons in above-barrier ionization of atoms by strong low-frequency radiation*. Sov. Phys. JETP **80**, no. 657-661. 18
- KRALL, J., ESAREY, E., SPRANGLE, P. & JOYCE, G. (1994). *Propagation of radius-tailored laser pulses over extended distances in a uniform plasma*. Phys. Plasmas **1**, p. 1738–1743. 44
- KRUEER, W. L. (1988). *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, New-York. 15, 25
- KRUSHELNICK, K., CLARK, E. L., NAJMUDIN, Z., SALVATI, M., SANTALA, M. I. K., TATARAKIS, M., DANGOR, A. E., MALKA, V., NEELY, D., ALLOTT, R. & DANSON, C. (1999). *Multi-MeV ion production from high-intensity laser interactions with underdense plasmas*. Phys. Rev. Lett. **83**, no. 4, p. 737–740. 47
- KRUSHELNICK, K., TING, A., MOORE, C. I., BURRIS, H. R., ESAREY, E., SPRANGLE, P. & BAINE, M. (1997). *Plasma channel formation and guiding during high intensity short pulse laser plasma experiment*. Phys. Rev. Lett. **78**, p. 4047–4050. 50, 100, 156

- LAL, A. K., GORDON, D., WHARTON, K., CLAYTON, C. E., MARSH, K. A., MORI, W. B., JOSHI, C., EVERETT, M. J. & JOHNSTON, T. W. (1997). *Spatio-temporal dynamics of the resonantly excited relativistic plasma wave driven by a CO₂ laser*. Phys. Plasmas **4**, no. 5, p. 1434–1447. [161](#)
- LE BLANC, S. P., DOWNER, M., WAGNER, R., CHEN, S.-Y., MAKSIMCHUK, A., MOUROU, G. & UMSTADTER, D. (1996). *Temporal characterisation of a self-modulated laser wakefield*. Phys. Rev. Lett. **77**, no. 27, p. 5381. [84](#), [127](#)
- LEFEBVRE, E. (1996). *Mécanismes d'absorption et d'émission dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay. [137](#)
- L'HUILLIER, A. & BALCOU, P. (1993). *High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1.053 μm laser*. Phys. Rev. Lett. **70**, p. 774–777. [7](#), [39](#)
- LINDL, J. (1995). *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*. Phys. Plasmas **2**, no. 11, p. 3933–4024. [1](#)
- LIU, X. & UMSTADTER, D. (1993). *Self-focusing of intense subpicosecond laser pulses in low pressure gas*. Dans *Shortwavelength V : Physics with intense laser pulses*, tome 17, p. 45–49. Opt. Soc. Am. [40](#)
- MAIMAN, T. H. (1960). *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature **187**, p. 493. [1](#)
- MALKA, G., LEFEBVRE, E. & MIQUEL, J. L. (1997a). *Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser*. Phys. Rev. Lett. **78**, no. 17, p. 3314–3317. [67](#)
- MALKA, V., COULAUD, C., GEINDRE, J. P., LOPEZ, V., NAJMUDIN, Z., NEELY, D. & AMIRANOFF, F. (2000). *Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets*. Rev. Sci. Instrum. **71**, p. 6. [80](#), [167](#)
- MALKA, V., DE WISPELAERE, E., AMIRANOFF, F., BATON, S., BONADIO, R., COULAUD, C., HAROUTUNIAN, R., MODENA, A., PUISSANT, D., STENZ, C., HÜLLER, S. & CASANOVA, M. (1997b). *Channel formation in long laser pulse interaction with a Helium gas jet*. Phys. Rev. Lett. **79**, p. 2979–2982. [50](#), [157](#)

- MALKA, V., DE WISPELAERE, E., BONADIO, R., MARQUÈS, J.-R., AMIRANOFF, F., BLASCO, F., STENZ, C., MOUNAIX, P., GRILLON, G. & NIBBERING, E. (1996). *Stimulated raman backscattering instability in short pulse laser interaction with helium gas*. Phys. Plasmas **3**, p. 1682. [21](#)
- MALKA, V., MODENA, A., NAJMUDIN, Z., DANGOR, A. E., CLAYTON, C. E., MARSH, K. A., JOSHI, C., DANSON, C., NEELY, D. & WALSH, F. N. (1997c). *Second harmonic generation and its interaction with relativistic plasma waves driven by forward raman instability in underdense plasma*. Phys. Plasmas **4**. [162](#)
- MARQUÈS, J. R., AMIRANOFF, F., DYSON, A., MATTHIEUSSENT, G., BENKHEIRI, P., GREGORY, C., JACQUET, F., MINÉ, P., MONTES, B., POILLEUX, P., STENZ, C., MORA, P. & GOUÉDARD, C. (1993). *Plasma production by multiphoton ionization : density inhomogeneities due to ponderomotive effects*. Phys. Fluids B **5**, no. 2, p. 3463–3466. [46](#), [47](#), [101](#)
- MAX, C. E., ARONS, J. & LANGDON, A. B. (1974). *Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas*. Phys. Rev. Lett. **33**, no. 4, p. 209. [40](#)
- MCLEOD, J. H. (1960). J. Opt. Soc. Am. **50**, p. 166. [172](#)
- MCPHERSON, A., GIBSON, G., JARA, H., JOHANN, U., LUK, T. S., MCINTYRE, I., BOYER, K. & RODES, K. C. (1987). *Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases*. J. Opt. Soc. Am. B **4**, p. 595–601. [7](#), [39](#)
- MODENA, A., DANGOR, A., NAJMUDIN, Z., CLAYTON, C., MARSH, K., JOSHI, C., MALKA, V., DARROW, C. & DANSON, C. (1996). *Observation of raman forward scattering in the relativistic regime*. IEEE Trans. Plas. Sci. **24**, p. 298. [35](#), [58](#)
- MODENA, A., DANGOR, A., NAJMUDIN, Z., CLAYTON, C., MARSH, K., JOSHI, C., MALKA, V., DARROW, C., NEELY, D. & WALSH, F. (1995). *Electron acceleration from the breaking of electron plasma waves*. Nature **377**, p. 606–608. [5](#), [58](#), [162](#)
- MONOT, P., AUGUSTE, T., GIBBON, P., JAKOBER, F., MAINFRAY, G., DULIEU, A., LOUIS-JACQUET, M., MALKA, G. & MIQUEL, J. L. (1995). *Experimental demonstration of relativistic self-channeling of a multiterawatt laser pulse in an underdense plasma*. Phys. Rev. Lett. **74**, no. 15, p. 2953–2956. [97](#)

- MONOT, P., AUGUSTE, T., LOMPRÉ, L. A., MAINFRAY, G. & MANUS, C. (1992). *Focusing limits of a terawatt laser in an underdense plasma*. J. Opt. Soc. Am. B **9**, no. 9, p. 1579. [21](#)
- MOORE, C. I., KRUSHELNICK, K., TING, A., BURRIS, H. R., HUBBARD, R. F. & SPRANGLE, P. (2000). *Transverse modulation of an electron beam generated in self-modulated laser wakefield experiments*. Phys. Rev. E **61**, p. 788. [145](#)
- MOORE, C. I., TING, A., KRUSHELNICK, K., ESAREY, E., HUBBARD, R. F., HAFIZI, B., BURRIS, H. R., MANKA, C. & SPRANGLE, P. (1997). *Electron trapping in self-modulated laser wakefields by Raman backscatter*. Phys. Rev. Lett. **79**, p. 3909–3912. [5](#), [59](#)
- MORA, P. (1992a). *Particle acceleration in a relativistic wave in the adiabatic regime*. Phys. Fluids B **4**, no. 6, p. 1630–1634. [60](#)
- MORA, P. (1992b). *Three-dimensional effects in the acceleration of test electrons in a relativistic electron plasma wave*. J. Appl. Phys. **71**, no. 5, p. 2087–2091. [30](#), [60](#), [61](#)
- MORA, P. & AMIRANOFF, F. (1989). *Electron acceleration in a relativistic electron plasma wave*. J. Appl. Phys. **66**, no. 8, p. 3476–3481. [43](#), [54](#)
- MORA, P. & ANTONSEN, JR., T. M. (1996). *Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultra-intense, self-focused laser pulse*. Phys. Rev. E **53**, no. 3, p. R2068–R2071. [15](#), [45](#)
- MORA, P. & ANTONSEN, JR., T. M. (1997). *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*. Phys. Plasmas **4**, no. 1, p. 217–229. [15](#), [135](#), [185](#)
- MORA, P., PESME, D., HÉRON, A., LAVAL, G. & SILVESTRE, N. (1988). *Modulational instability and its consequences for the beat-wave accelerator*. Phys. Rev. Lett. **61**, p. 1611. [89](#)
- MORI, W. B. (1997). *The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers*. IEEE J. Quant. Elec. **33**, no. 11, p. 1942–53. [2](#), [30](#), [40](#)
- MORI, W. B., DECKER, C. D., HINKEL, D. E. & KATSOULEAS, T. (1994). *Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers*. Phys. Rev. Lett. **72**, no. 10, p. 1482–1485. [29](#), [35](#)

- MORI, W. B. & KATSOULEAS, T. (1992). *Ponderomotive force of a uniform electromagnetic wave in a time varying dielectric medium*. Phys. Rev. Lett. **69**, no. 24, p. 3495–3498. [29](#)
- MOUNAIX, P. & PESME, D. (1993). *Space and time behavior of parametric instabilities for a finite pump wave duration in a bounded plasma*. Phys. Fluids B **5**, no. 9, p. 3304. [38](#)
- MOUROU, G. & UMSTADTER, D. (1992). *Development and applications of compact high-intensity lasers*. Phys. Fluids B **4**, no. 7, p. 2315–2325. [10](#)
- NIBBERING, E. T. J., CURLEY, P. F., GRILLON, G., PRADE, B. S., FRANCO, M. A., SALIN, F. & MYSYROWICZ, A. (1996). *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*. Opt. Lett. **21**, p. 62–64. [40](#)
- NUCKOLLS, J., WOOD, L., THIESSEN, A. & ZIMMERMAN, G. (1972). *Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications*. Nature **239**, p. 139. [1](#)
- PUKHOV, A. & MEYER-TER-VEHN, J. (1996). *Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasmas. Three-dimensional PIC simulation*. Phys. Rev. Lett. **76**, p. 3975–3978. [46](#), [105](#)
- PUKHOV, A., SHENG, Z.-M. & TER VEHN, J. M. (1999). *Particle acceleration in relativistic laser channels*. Phys. Plasmas **6**, p. 2847. [67](#), [130](#)
- QUESNEL, B. & MORA, P. (1998). *Theory and simulation of the interaction of ultra-intense laser pulses with electrons in vacuum*. Phys. Rev. E **58**, p. 3719. [12](#), [67](#)
- RAE, S. C. (1993). *Ionisation-induces defocusing of intense laser-pulses in high-pressure gases*. Opt. Comm. **97**, no. 1, p. 25. [21](#)
- RAE, S. C. & BURNETT, K. (1992). *Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting*. Phys. Rev. A **46**, p. 1084–1090. [185](#)
- RANKIN, R., CAPJACK, C. E., BURNETT, N. H. & CORKUM, P. B. (1991). *Refraction effects associated with multi-photon ionisation and ultra-short pulse laser propagation in plasma waveguides*. Opt. Lett. **16**, no. 11, p. 835. [21](#)

- ROSENZWEIG, J. B. (1988). *Trapping, thermal effects, and wave breaking in the nonlinear plasma wake-field accelerator*. Phys. Rev. A **38**, no. 7, p. 3634. [58](#)
- ROUSSEAUX, C. (1994). *Etude de l'instabilité Raman et de la génération d'électrons à hautes énergies dans l'interaction laser-plasma*. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay. [25](#)
- ROUSSEAUX, C., MALKA, G., MIQUEL, J.-L., AMIRANOFF, F., BATON, S. & MOUNAIX, P. (1995). *Experimental validation of the linear theory of stimulated Raman scattering driven by a 500-fs laser pulse in a preformed underdense plasma*. Phys. Rev. Lett. **74**, no. 23, p. 4655–4658. [38](#)
- SANTALA, M., NAJMUDIN, Z., TATARAKIS, M., KRUSHELNICK, K., DANGOR, A. E., MALKA, V., FAURE, J., ALLOTT, R., & CLARKE, R. (2001). *Observation of a hot high-current electron beam from a self-modulated laser wakefield accelerator*. Phys. Rev. Lett. **86**, p. 1227. [149](#), [150](#), [181](#)
- SANTOS, J. J. (1999). *Mesure des profils de densité d'atomes dans des jets de gaz avec des buses rectangulaires*. Rapport de stage, DEA de physique des gaz et des plasmas. [168](#)
- SARKISOV, G. S., BYCHENKOV, V. Y., NOVIKOV, V. N., TIKHONCHUK, V. T., MAKSIMCHUK, A., CHEN, S. Y., WAGNER, R., MOUROU, G. & UMSTADTER, D. (1999). *Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in the interaction of an intense short laser pulse with a he gas jet*. Phys. Rev. E **59**, no. 6, p. 7042. [47](#), [100](#)
- SCHARF, W. H. & CHOMICKI, O. A. (1996). *Medical accelerators in radiotherapy : past, present and future*. Physica Medica **XII**, p. 199. [4](#)
- SCHOENLEIN, R. W., LEEMANS, W. P., CHIN, A. H., VOLFBEYN, P., GLOVER, T. E., BALLING, P., ZOLOTOREV, M., KIM, K.-J., CHATTOPADHYAY, S. & SHANK, C. V. (1996). *Femtosecond x-ray pulses at 0.4 Å generated by 90° thomson scattering : a tool for probing the structural dynamics of materials*. Science **274**, p. 236. [181](#)
- SHEFFIELD, J. (1975). *Plasma scattering of electromagnetic radiation*. Academic, New-York. [28](#)
- SHEN, Y. R. (1984). *The principles of nonlinear optics*. Wiley, New York. [20](#)

- SHVETS, G. & WURTELE, J. (1994). *Instability of short-pulse lasers propagating through plasma channels*. Phys. Rev. Lett. **73**, p. 3540. [64](#)
- SIEGMANN, A. E. (1986). *Lasers*. University Science Books, Mill Valley. [11](#)
- SOLODOV, A. (2000). Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique. [133](#)
- SOLODOV, A. & MORA, P. (1998). *Vitesse de phase de l'onde plasma et accélération d'électrons par sillage laser automodulé*. Rapport LULI. [64](#)
- SPRANGLE, P. & ESAREY, E. (1992). *Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas*. Phys. Fluids B **4**, no. 7, p. 2241. [44](#)
- SPRANGLE, P., ESAREY, E., KRALL, J. & JOYCE, G. (1992). *Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas*. Phys. Rev. Lett. **69**, p. 2200. [29](#)
- SPRANGLE, P., ESAREY, E. & TING, A. (1990a). *Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas*. Phys. Rev. A **41**, no. 8, p. 4463. [42](#)
- SPRANGLE, P., ESAREY, E. & TING, A. (1990b). *Nonlinear theory of intense laser-plasma interaction*. Phys. Rev. Lett. **64**, no. 17, p. 2011. [42](#), [44](#)
- SPRANGLE, P., KRALL, J. & ESAREY, E. (1994). *Hose-modulation instability of intense laser pulses in plasmas*. Phys. Rev. Lett. **73**, p. 3544. [64](#)
- SPRANGLE, P., TANG, C.-H. & ESAREY, E. (1987). *Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas*. IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-15**, no. 2, p. 145–153. [40](#), [41](#)
- STRICKLAND, D. & MOUROU, G. (1985). *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Comm. **56**, p. 219–221. [1](#), [10](#)
- SUN, G., OTT, E., LEE, Y. C. & GUZDAR, P. (1987). *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*. Phys. Fluids **30**, no. 2, p. 526–532. [45](#)
- TABAK, M., HAMMER, J., GLINSKY, M. E., KRUEER, W. L., WIKS, S. C., WOODWORTH, J., CAMPBELL, E. M., PERRY, M. D. & MASON, R. J. (1994). *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. Phys. Plasmas **1**, no. 5, p. 1626–1634. [7](#), [39](#)
- TAJIMA, T. & DAWSON, J. M. (1979). *Laser electron accelerator*. Phys. Rev. Lett. **43**, no. 4, p. 267. [4](#), [54](#)

- TEYCHENNÉ, D. (1994). *Accélération de particules dans un plasma par une onde de sillage provoquée par une brève impulsion laser de forte intensité*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI. [43](#)
- TING, A., ESAREY, E. & SPRANGLE, P. (1990). *Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas*. Phys. Fluids B **2**, no. 6, p. 1390. [42](#), [65](#)
- TING, A., KRUSNELNICK, K., BURRIS, H. R., FISHER, A., MANKA, C. & MOORE, C. I. (1996a). *Backscattered supercontinuum emission from high-intensity laser-plasma interaction*. Opt. Lett. **21**, no. 15, p. 1096. [38](#)
- TING, A., KRUSNELNICK, K., MOORE, C. I., BURRIS, H. R., ESAREY, E., KRALL, J. & SPRANGLE, P. (1996b). *Temporal evolution of self-modulated laser wakefields measured by coherent thomson scattering*. Phys. Rev. Lett. **77**, no. 27, p. 5377. [84](#), [127](#)
- TING, A., MOORE, C. I., KRUSNELNICK, K., MANKA, C., ESAREY, E., SPRANGLE, P., HUBBARD, R., BURRIS, H. R., FISHER, A. & BAINE, M. (1997). *Plasma wakefield generation and electron acceleration in a self-modulated laser wakefield accelerator experiment*. Phys. Plasmas **4**, no. 5, p. 1889. [38](#)
- TSAKIRIS, G. D., GAHN, C. & TRIPATHI, V. K. (2000). *Laser-induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma*. Phys. Plasmas **7**, no. 7, p. 3017–3030. [67](#), [68](#), [127](#), [135](#)
- TZENG, K. C. & MORI, W. B. (1998). *Suppression of electron ponderomotive blowout and relativistic self-focusing by the occurrence of raman scattering and plasma heating*. Phys. Rev. Lett. **81**, no. 1, p. 104. [45](#)
- TZENG, K. C., MORI, W. B. & KATSOULEAS, T. (1997). *Electron beam characteristics from laser-driven wave breaking*. Phys. Rev. Lett. **79**, no. 26, p. 5258. [59](#), [60](#), [67](#)
- TZENG, K. C., MORI, W. B. & KATSOULEAS, T. (1999). *Self-trapped electron acceleration from the nonlinear interplay between raman forward scattering, self-focusing and hosing*. Phys. Plasmas **6**, no. 5, p. 2105. [38](#), [59](#), [60](#), [64](#)
- UMSTADTER, D., CHEN, S.-Y., MAKSIMCHUK, A., MOUROU, G. & WAGNER, R. (1996a). *Nonlinear optics in plasmas and laser wake field acceleration of electrons*. Science **273**, p. 472. [5](#), [58](#)

- UMSTADTER, D., KIM, J.-K. & DODD, E. (1996b). *Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves*. Phys. Rev. Lett. **76**, p. 2073. [182](#)
- VOLFBEYN, P., ESAREY, E. & LEEMANS, W. (1999). *Guiding of laser pulses in plasma channels created by the ignitor-heater technique*. Phys. Plasmas **6**, no. 5, p. 2269. [50](#), [183](#)
- WATSON, G. N. (1980). *A treatise on the theory of Bessel functions*. Cambridge University Press, Cambridge. [192](#)
- VAN DER WIEL, M. (2001). communication privée. [182](#)
- YABLONOVITCH, E. (1974). *Self-phase modulation of light in a laser-breakdown plasma*. Phys. Rev. Lett. **32**, no. 20, p. 1101–1104. [20](#)
- YOUNG, P. E., FOORD, M. E., HAMMER, J. H., KRUEER, W. L., TABAK, M. & WILKS, S. C. (1995a). *Time-dependent channel formation in a laser-produced plasma*. Phys. Rev. Lett. **75**, p. 1082–1085. [100](#)
- YOUNG, P. E., HAMMER, J. H., WILKS, S. C. & KRUEER, W. L. (1995b). *Laser beam propagation and channel formation in underdense plasmas*. Phys. Plasmas **2**, p. 2825–2834. [100](#)
- ZAKHAROV, V. E. (1972). *Collapse of langmuir waves*. Sov. Phys. JETP **35**, p. 908. [38](#), [89](#)
- ZEL'DOVICH, Y. B. & RAIZER, Y. P. (1967). *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*. Academic, New York. [17](#)

Abstract

This PhD. dissertation is an experimental study in the context of laser-plasma interaction in the relativistic regime. The coupling of the laser to the plasma causes numerous nonlinear phenomena such as relativistic self-focusing, Raman instabilities, wakefield generation and the breaking of plasma waves. In this self-modulated laser wakefield regime, these effects combine and accelerate background plasma electrons to relativistic velocities.

In the first part of the dissertation, nonlinear effects are studied. A new method based on chirped laser pulses allowed us to measure the dynamics of Raman instabilities. The results show that backward Raman scattering occurs at the front of the pulse while forward Raman scattering occurs at the back. In addition, laser self-focusing was studied using shadowgraphy. The results show that the laser power is not the only important parameter for self-focusing : the laser pulse duration must be compared to plasma particle motion times : ω_p^{-1} for electrons and ω_{pi}^{-1} for ions. In particular, when the pulse duration is too short, relativistic self-focusing does not occur.

The second part of the dissertation discusses the production of a relativistic electron source (0 à 70 MeV) using a 10 Hz laser (35 fs, 600 mJ). This bright (10^{10} electrons) electron source was characterized experimentally : it has a Maxwell-like velocity distribution and is potentially short (<100 fs). The source is now available for applications.

Finally, the third part deals with experiments which explore electron acceleration up to GeV energies. Specifically, we discuss the guiding of a Terawatt pulse in a plasma channel and the creation of centimeter long plasmas in rectangular and supersonic gas jets.

Keywords : Laser-plasma interaction, ultra-short et ultra-intense laser pulses, chirped laser pulses, laser-plasma accelerators, electron source, ponderomotive force, self-modulated laser wakefield, Raman instabilities, relativistic self-focusing, gas jet, plasma channel.

Résumé

Cette thèse constitue une étude expérimentale qui s'inscrit dans le cadre de l'interaction laser-plasma en régime relativiste. Le couplage du laser au plasma provoque l'apparition de nombreux phénomènes nonlinéaires tels que l'autofocalisation relativiste, les instabilités Raman, l'excitation et le déferlement d'ondes plasma. Dans ce régime dit du "sillage automodulé", ces effets se combinent et aboutissent à l'accélération des électrons du plasma à des vitesses relativistes.

Dans une première partie, les effets nonlinéaires ont d'abord été étudiés. Une méthode originale utilisant des impulsions laser à dérive de fréquence a permis de mesurer la dynamique temporelle des instabilités Raman. Les résultats ont montré que l'instabilité Raman arrière a lieu sur le front montant de l'impulsion et que le Raman avant est plutôt situé en queue d'impulsion. L'autofocalisation a également été étudiée à l'aide d'un diagnostic d'ombroscopie. Les résultats ont montré que la puissance n'est pas le seul paramètre régissant l'autofocalisation : la durée de l'impulsion laser doit être comparée au temps de mouvement des particules dans le plasma : ω_p^{-1} pour les électrons et ω_{pi}^{-1} pour les ions. En particulier, lorsque la durée d'impulsion est trop courte, l'autofocalisation relativiste n'a pas lieu.

Dans une deuxième partie, on discute de la production d'une source d'électrons relativistes (0 à 70 MeV) à partir d'un laser à 10 Hz (35 fs, 600 mJ). Cette source d'électrons brillante (10^{10} électrons), à spectre Maxwellien et potentiellement courte (<100 fs) a été caractérisée et elle est donc disponible pour les applications.

Finalement, la troisième partie décrit des expériences préparant l'accélération d'électrons à des énergies de l'ordre du GeV. En particulier, on a détaillé le guidage d'une impulsion Terawatt dans un canal de plasma, ainsi que la création de plasmas centimétriques dans des jets de gaz rectangulaires et supersoniques.

Mots-clés : Interaction laser-plasma, impulsion à dérive de fréquence, impulsions ultra-courtes et ultra-intenses, accélération laser de particules, source d'électrons, force pondéromotrice, sillage automodulé, instabilités Raman, autofocalisation relativiste, jet de gaz, canal de plasma.