



HAL
open science

Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste

Jérôme Faure

► **To cite this version:**

Jérôme Faure. Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. tel-00404354

HAL Id: tel-00404354

<https://theses.hal.science/tel-00404354v1>

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.

Université d'Orsay Paris XI

Mémoire de soutenance pour l'

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

de

Jérôme FAURE

Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA-CNRS-École Polytechnique

Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste

Soutenue publiquement le 22 juin 2009 devant la commission d'examen
composée de :

M. François Amiranoff	Examineur
M. Jean-Claude Kieffer	Rapporteur
M. Philippe Martin	Rapporteur
M. Gilles Maynard	Examineur
M. Antoine Rousse	Examineur
M. Vladimir Tikhonchuk	Rapporteur

à ma femme, Laura

à mon fils, Léo

Remerciements

Cela fait maintenant six ans que je fais de la recherche au Laboratoire d'Optique Appliquée, voire même plus, depuis 1999 exactement, si je prends en compte les travaux effectués en thèse. Que d'années passées à titiller la matière avec des lasers ! Mais aussi, que de personnes avec qui j'ai collaboré ! C'est donc avec grand plaisir que je prends un peu de temps pour remercier toutes les personnes qui ont contribué à ce travail ou bien tout simplement qui ont rendu le quotidien du LOA très agréable.

J'aimerais tout d'abord remercier Victor Malka, mon collaborateur le plus proche, ancien directeur de thèse qui a su me donner toute la liberté pour que je prenne mon envol scientifique. Nous avons été très proches, à partager les joies des superbes résultats que nous avons obtenus, mais aussi les moments d'agacement ou d'impatience. Merci pour ton dynamisme qui a aussi permis de récupérer plein d'argent de diverses institutions pour pouvoir manipuler dans de bonnes conditions. Merci pour ton soutien, ton enthousiasme et ton amitié.

J'ai eu la chance de travailler et d'encadrer des étudiants très efficaces et passionnés. Merci en particulier à Yannick Glinec et Clément Rechatin. Leur curiosité et leur vivacité d'esprit ont apporté un dynamisme et un renouveau à notre groupe de recherche. Les questions de Clément m'ont permis de me replonger dans la mécanique hamiltonienne, ce qui a été une satisfaction intellectuelle. L'encadrement d'étudiants a pour moi été une belle expérience que je souhaite vivement poursuivre.

Je voudrais également remercier Agustin Lifschitz qui a passé deux ans dans notre groupe. Cette période a été limitée mais importante. Il a en effet apporté au groupe la maîtrise de plusieurs outils numériques : divers codes dont le code PIC CALDER de Erik Lefebvre et sa propre version en symétrie cylindrique. L'apparition de ces outils numériques à demeure nous a permis d'aller plus loin dans la visualisation et la compréhension des phénomènes. Merci pour ces discussions scientifiques et les idées que tu as pu apporter. Bien sûr, j'aimerais également saluer la très fructueuse collaboration avec Erik Lefebvre, et son étudiant Xavier Davoine. Erik, c'est toujours un plaisir de travailler avec toi, et les simulations PIC 3D nous ont permis de proposer des interprétations à la hauteur de la qualité des résultats expérimentaux.

Merci également à tous les autres membres du groupe SPL qui ont toujours su apporter une bonne ambiance : Mauro (« Luccignolo »), João, Frederike, Ahmed, Alain, Alessandro, François, Olle, Subhendu... Je voudrais particulièrement remercier Kim Ta Phuoc (groupe PXF) et Stéphane Sebban (groupe SCX) avec qui j'ai souvent partagé le temps laser. Merci pour votre bonne humeur et votre patience quand parfois le planning de la salle jaune demandait des ajustements de dernière minute. Merci également d'avoir créé un environnement scientifique très motivant. Quand je suis arrivé au LOA et que j'ai vu tous vos superbes résultats,

je me suis dit qu'il fallait être à la hauteur et c'est cette émulation qui m'a permis de me décarcasser.

Les expériences que nous avons réalisées sont complexes ; elles nécessitent un fort investissement des ingénieurs et techniciens du laboratoire. J'ai eu la chance d'arriver au LOA au moment où le laser de la salle jaune était un des premiers systèmes de type 100 TW à fonctionner en routine. C'est donc en grande partie grâce au groupe laser que ce travail a pu se développer. Merci en particulier à Jean-Philippe Rousseau pour ta grande implication dans la salle jaune ; un grand merci également à Fred Burgy (malgré nos accrochages pendant ces dernières années). Merci aux autres laséristes : Brigitte Mercier, Amar Tafzi, Jean-Philippe Goddet... Merci également à Denis Douillet, Thierry Lefrou et Grégory Iaquaniello pour leur compétence et leur grande disponibilité. Merci aux informaticiens, Arnaud, Alain Paris et Fatima. Un grand merci à Charlie, l'indispensable mécanicien qui fait les pièces sur mesure. Un grand merci aux dames du secrétariat, Octavie, Sandrine, Cathy et Patricia pour leur disponibilité et leur bonne humeur.

Cette recherche s'est également faite en collaboration avec de nombreux groupes nationaux et internationaux. Du côté français, j'aimerais remercier Jean Larour et Léonid Arantchouk pour la collaboration sur la décharge capillaire. Merci à Arnd Specka et Ahmed Ben Ismail pour la très belle collaboration sur la détection des électrons avec un spectromètre focalisant. Ça a été très enrichissant de travailler avec des physiciens issus d'une autre communauté. Du côté international, les collaborations ont surtout porté sur les simulations, avec Alexander Pukhov pour les simulations du régime de la bulle, ou bien Luis Silva et son groupe à Lisbonne. Merci également à mes collaborateurs de Berkeley (Wim Leemans, Eric Esarey, Cameron Geddes, Jeroen Van Tilborg, Gwenael Fubiani), chez qui j'ai passé deux ans qui m'ont beaucoup apporté scientifiquement.

J'aimerais vraiment remercier Antoine Rousse, directeur actuel du LOA, de pousser cette thématique de recherche et de faire en sorte que des embauches soient finalement affectées à notre groupe. Merci de son implication dans l'upgrade du laser. Tout cela devrait faire en sorte que la thématique de l'accélération de particules par laser reste forte au LOA.

Enfin, les derniers mots sont pour ma femme, parfois impatiente quand je l'appelle le soir pour lui dire que non je ne rentrerai pas ce soir car la manip marche. Merci de ta patience et de ton soutien. Merci de m'avoir donné mon fils Léo, qui, à deux ans, sait déjà que je travaille avec des lasers.

Table des matières

Table des matières	vii
Introduction	1
1 Optique non linéaire dans les plasmas	5
1.1 Modèle fluide de l'interaction laser-plasma	5
1.1.1 Équations de base	6
1.1.2 Excitation des ondes plasmas	6
1.1.3 Équation de dispersion avec non linéarités	8
1.2 Auto-focalisation d'impulsions courtes	9
1.3 Instabilités	13
1.3.1 Instabilité Raman	13
1.3.2 Observation expérimentale	15
1.3.3 Raccourcissement temporel d'impulsions courtes	16
1.4 Conclusion	19
2 Accélération d'électrons par laser	21
2.1 Rappels théoriques	21
2.1.1 Gain d'énergie d'un électron	21
2.1.2 Les trois longueurs qui limitent l'accélération laser-plasma	23
2.1.3 Résumé des lois d'échelle linéaires et non linéaires	24
2.1.4 Le problème de l'injection	24
2.2 Accélérateur laser-plasma auto-injecté	30
2.2.1 Sillage auto-modulé (1999-2004)	30
2.2.2 Régime de la bulle : faisceaux quasi monoénergétiques	32
2.3 Collisions d'impulsions laser	37
2.3.1 Résultats expérimentaux	39
2.3.2 Tests expérimentaux du mécanisme d'injection	42
2.3.3 Contrôle des paramètres	44
2.3.4 Vers des analyses fines : le <i>beam loading</i>	47
2.3.5 Effets cinétiques	49

2.3.6	Quelques conclusions	50
3	Faisceaux d'électrons ultra-courts	55
3.1	Le rayonnement de transition	56
3.1.1	Théorie du rayonnement de transition pour un faisceau arbitraire	56
3.2	Résultats expérimentaux dans l'infrarouge	59
3.2.1	Résultats de Berkeley	59
3.3	Résultats du LOA	60
3.3.1	Rayonnement de transition cohérent dans le visible	62
3.4	Conclusions et perspectives	64
4	Applications des faisceaux d'électrons	67
4.1	Expérience de radiographie gamma	68
4.2	Application à la radiothérapie	70
4.3	Vers le développement de sources X femtosecondes	72
5	Conclusions et perspectives	75
5.1	Conclusions générales	75
5.2	Perspectives	79
A	Détails des montages expérimentaux	85
A.1	Premières expériences (1999-2003)	85
A.2	Expériences de deuxième génération (2003-2008)	85
B	Sélection d'articles	91
	Bibliographie	144

Introduction

Les accélérateurs de particules sont utilisés dans de nombreux domaines, allant de la médecine à la physique des particules, en passant par la radio-biologie ou la physique de la matière condensée. Les accélérateurs modernes utilisent des ondes radio-fréquence (RF) pour accélérer des particules chargées à des vitesses relativistes. Cette technologie, développée depuis plus d'un demi-siècle a fait ses preuves : elle permet de produire des faisceaux de particules de très bonne qualité et avec une grande stabilité. Dans un accélérateur, l'énergie des particules est égale au produit du champ électrique E_{acc} et de la distance L sur laquelle on l'applique : $E = qE_{acc} \times L$ (ici q représente la charge de la particule). Or, le champ accélérateur dans ces cavités RF est limité à quelques dizaines de mégavolts par mètre : au-delà, les parois de la structure commencent à être endommagées par le champ électrique qui ionise les parois (phénomène de claquage). Cette limite du champ explique pourquoi les accélérateurs ont tendance à être de grande taille. Cela n'est pas anecdotique : le successeur du Large Hadron Collider du CERN pourrait être l'International Linear Collider, qui utilisera 16000 cavités RF pour accélérer des électrons et des positrons à 250 GeV sur 31 km. On comprend que, dans ce contexte, il soit important de chercher des solutions alternatives à l'accélération de particules.

L'utilisation de plasmas s'avère être une alternative plausible : les plasmas étant des milieux ionisés, les problèmes de claquage ne se posent plus et des champs électriques très intenses peuvent s'y propager. On est ainsi capable de produire des champs électriques de l'ordre de quelques centaines de gigavolts par mètre, soit plus de 10 000 fois plus élevés que les champs utilisés dans les accélérateurs conventionnels. On espère ainsi, en utilisant des plasmas, réduire la longueur d'accélération de plusieurs ordres de grandeur. L'accélération de particules dans les plasmas a été proposée dès 1979 par Toshi Tajima et John Dawson de UCLA [1], mais il a fallu attendre les années 90 pour que les premiers résultats encourageants soient obtenus.

Avec le développement des lasers à dérive de fréquence [2], des systèmes laser permettant d'atteindre des éclaircissements crêtes supérieurs à 10^{18} W/cm², avec des

durées d'impulsion de l'ordre de la centaine de femtosecondes, sont apparus au début des années 1990. Ces nouveaux lasers ont permis d'explorer un nouveau régime d'interaction laser-plasma, le régime relativiste, dans lequel des électrons du plasma oscillent à des vitesses « relativistes », proches de la vitesse de la lumière. Cette interaction relativiste donne naissance à l'optique non linéaire relativiste dans les plasmas. De plus, en raison de la brièveté et de l'intensité extrême des impulsions, la force pondéromotrice permet l'excitation des ondes plasmas relativistes, *i. e.* les champs électriques intenses permettant l'accélération des électrons. Aujourd'hui, l'interaction laser-plasma permet d'accélérer de véritables faisceaux de particules, à les énergies de quelques centaines de MeV. Les progrès ont été importants et rapides durant les dix dernières années, mais nous sommes encore loin d'être capables de construire des accélérateurs utiles à la physique des hautes énergies. Néanmoins, comme nous le verrons, les performances des accélérateurs laser-plasma les rendent attractifs pour des applications en radiographie, radiothérapie, radiobiologie...

J'ai eu la chance de commencer à étudier cette physique en 1998, au moment où un des premiers lasers ultra-intenses à haut taux de répétition devenait opérationnel au Laboratoire d'Optique Appliquée. Le haut taux de récurrence a été extrêmement important pour la suite : il nous a permis d'étudier la physique en détail et d'optimiser les phénomènes physiques en jeu. Surtout, pour la première fois, les faisceaux d'électrons obtenus dans les expériences pouvaient être considérés comme de véritables sources, qui pourraient potentiellement fonctionner à 10 Hz.

Après 3 ans de thèse au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, sous la direction de Victor Malka, j'ai passé deux années de postdoctorat (2001-2003) au Lawrence Berkeley National Laboratory dans le groupe de Wim Leemans. Finalement, depuis 2003, je suis affilié au Laboratoire d'Optique Appliquée, où j'ai rejoins le groupe formé par Victor Malka en 2001. Pendant ces dix dernières années, je me suis essentiellement intéressé à l'interaction laser-plasma relativiste, avec un accent sur les interactions laser-plasma en régime sous-dense, en particulier pour l'accélération d'électrons. J'ai bien sûr participé à d'autres types d'expériences pendant cette période : interaction laser-cible solide [3]¹, interaction en impulsion longue [4, 5], lissage plasma [6]... Mais mon travail le plus personnel a porté sur l'accélération des électrons et la physique attenante. Il m'est aussi apparu que pour obtenir les meilleurs résultats, il fallait parfois savoir se concentrer sur un sujet. D'autre part, en approfondissant un sujet, une multitude de nouvelles possibilités font surface et ouvrent de nouvelles voies de recherche.

¹Avec un intérêt pour le transport des électrons rapides dans le cadre du concept de l'allumeur rapide pour la fusion par confinement inertiel.

Ce mémoire d'habilitation raconte, sous forme scientifique bien sûr, ces dix dernières années passées à travailler sur l'interaction laser-plasma et l'accélération d'électrons. Depuis 2003, j'ai eu la chance d'encadrer et de travailler avec deux étudiants très efficaces : Yannick Glinec (co-encadré avec Victor Malka) et Clément Rechatin, dont je suis le directeur de thèse. Un grand nombre des résultats présentés dans ce manuscrit ont été obtenus pendant leur thèse.

Dans le chapitre 1, je commence tout d'abord par rappeler la majorité des effets non linéaires qui jouent un rôle important dans l'interaction laser-plasma relativiste. Le chapitre 2 est consacré à l'accélération d'électrons et montre en particulier l'évolution des résultats expérimentaux. Je me concentre au chapitre 3 sur le rayonnement de transition des faisceaux d'électrons, utilisé pour obtenir des informations temporelles sur la durée des paquets d'électrons. Avant de conclure, je présente également les applications, réalisées ou étudiées, de ces faisceaux de particules.

Chapitre 1

Optique non linéaire dans les plasmas

J'ai voulu dédier un chapitre entier aux non linéarités dans les plasmas car ce sujet me parait à la fois fascinant et essentiel à quiconque veut étudier l'interaction laser-plasma ou bien même utiliser cette interaction pour développer une application. Le sujet est riche et complexe, d'autant plus que dans le régime que j'illustrerai ici, les non linéarités proviennent pour beaucoup du mouvement relativiste des électrons dans le champ laser. La rencontre de l'optique non linéaire et de la relativité restreinte reste pour moi source d'inspiration.

Plus important, ce sont les effets non linéaires qui permettent de générer les énormes champs électriques accélérateurs que nous utilisons pour accélérer des particules dans les plasmas [1, 7]. Il est donc nécessaire de leur réserver une place conséquente dans ce mémoire. Dans ce chapitre, je rappelle quelques bases de l'interaction laser-plasma et je donne des exemples d'études expérimentales des effets non linéaires dans les plasmas. Je rappelle en particulier mes travaux de thèse [8] sur les instabilités Raman et sur l'auto-focalisation relativiste [9, 10]. Je montre également des travaux plus récents sur le raccourcissement temporel des impulsions laser dans les ondes plasmas [11]. Mon but ici est de familiariser le lecteur avec le régime de « la bulle » [12, 13, 14], ou encore le régime de cavitation [15], dont nous tirerons largement parti pour l'accélération de particules dans les plasmas.

1.1 Modèle fluide de l'interaction laser-plasma

Sans vouloir rentrer dans les détails d'une théorie très rigoureuse, il me semble important de rappeler ici les bases de l'interaction laser-plasma [16]. Cela permettra

d'explorer clairement les concepts physiques qui seront utilisés tout au long de ce manuscrit. Je me contenterai donc ici d'une théorie fluide simple, dont la validité est bien sûr limitée mais qui contient néanmoins de nombreux ingrédients de la physique en jeu.

1.1.1 Équations de base

Nous décrirons le champ laser par son vecteur potentiel normalisé $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/mc$, où \mathbf{A} est le vecteur potentiel associé au champ laser, e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron, et c est la vitesse de la lumière. La densité électronique du plasma est n , $\delta n = n - n_0$ est la perturbation de densité électronique (les ions sont ici supposés immobiles et constituent un « fond » de densité $n_0 = Zn_i$). Sous réserve de quelques approximations¹, en particulier en supposant que le laser n'est pas trop intense ($a^2 \ll 1$), l'évolution du laser et les perturbations de densité qu'il engendre peuvent être décrites par les équations suivantes :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2}\right) a \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right) \frac{\delta n}{n_0} = c^2 \nabla^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.2)$$

où $k_p = \omega_p/c$ et ω_p est la fréquence plasma, $\omega_p = (n_0 e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$.

1.1.2 Excitation des ondes plasmas

L'équation 1.2 montre que les perturbations de densités se comportent comme des oscillateurs harmoniques à la fréquence ω_p excitées par la force pondéromotrice du laser. Si l'on ne considère que cette équation isolée (en ignorant l'équation 1.1, on ignore alors l'évolution du laser et donc les instabilités paramétriques), on peut facilement obtenir une expression pour l'onde de plasma (également appelée onde de sillage) qui est générée derrière l'impulsion laser [17, 18]. Par l'équation de

¹Ces approximations sont les suivantes : (i) le plasma est modélisé par un fluide d'électrons. Notons que l'approximation fluide ne permet pas de décrire les phénomènes cinétiques tels que le déferlement, le piégeage des électrons... (ii) les ions sont immobiles. Cette hypothèse se justifie dans le cas où la durée de l'impulsion laser est courte devant le temps typique de déplacement des ions ($\tau \ll \omega_{pi}^{-1}$); (iii) Le fluide électronique est considéré comme froid : on néglige la pression thermique devant l'oscillation des électrons dans le champ laser, soit $v_{osc} \simeq eE_{laser}/(m\omega_0) \gg v_{th} = (k_B T_e / m)^{1/2}$; (iv) le plasma est très sous-dense : $\omega_p \ll \omega_0$. Cela permet en particulier de réaliser des séparations d'échelles temporelles; (v) on suppose que $a^2 \ll 1$ et que la perturbation de densité est petite $\delta n/n_0 \ll 1$; (vi) on travaille en jauge de Coulomb : $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$.

Poisson, on peut également établir l'expression du champ électrique longitudinal associé à l'onde plasma. Pour $\zeta = z - v_g t < 0$, on a :

$$\frac{E_z}{E_0} = \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{k_p L_0}{4} e^{-k_p^2 L_0^2 / 4} e^{-r^2 / \sigma^2} \cos(k_p \zeta) \quad (1.3)$$

et pour le champ radial

$$\frac{E_r}{E_0} = -\sqrt{\pi} \frac{a_0^2}{2} e^{-k_p^2 L_0^2 / 4} \frac{L_0 r}{\sigma^2} e^{-r^2 / \sigma^2} \sin(k_p \zeta) \quad (1.4)$$

où on a fait l'hypothèse que le champ laser, polarisé linéairement selon x , est une double gaussienne de longueur L_0 et de largeur σ :

$$\mathbf{a}(r, \zeta) = a_0 \exp(-\zeta^2 / 2L_0^2) \exp(-r^2 / 2\sigma^2) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) \mathbf{e}_x \quad (1.5)$$

$E_0 = mc\omega_p/e$ est le champ de déferlement en plasma froid [19, 20]. Ces résultats mettent en relief plusieurs propriétés capitales de ces ondes plasma :

- L'onde plasma est une onde progressive dont vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe du laser, $v_p = v_g$ et donc proche de la vitesse de la lumière.
- Elle s'accompagne d'un champ électrique qui peut être accélérateur et focalisant pour les électrons.
- L'amplitude du champ accélérateur peut atteindre une fraction de E_0 (à titre d'exemple, $E_0 = 300$ GV/m pour $n = 10^{19}$ cm⁻³)

On constate ainsi que ces ondes plasma peuvent servir de structures accélératrices compactes en raison de leur champ accélérateur très élevé. Ce sont ces propriétés que nous exploiterons dans le chapitre dédié à l'accélération d'électrons dans les ondes plasmas. En examinant l'équation 1.3, on remarque de plus l'existence d'une résonance : l'amplitude du champ E_z est maximale lorsque $k_p L_0 = \sqrt{2}$, c'est-à-dire lorsque la longueur de l'impulsion laser est de l'ordre de la longueur d'onde plasma².

La figure 1.1 illustre l'excitation d'une onde plasma par un laser peu intense³ ($I = 3 \times 10^{17}$ W/cm² soit $a_0 = 0.35$) : on retrouve une onde quasi sinusoïdale qui engendre un champ longitudinal E_z dont l'amplitude atteint environ 5 GV/m. En réalité, dans les expériences d'accélération, les intensités laser sont plus élevées et la condition sur laquelle nous avons bâti notre modèle ($a^2 \ll 1$) ne tient plus. Une résolution analytique devient hors de portée et on doit la plupart du temps considérer des modèles numériques, tels les codes Particle in Cell (PIC) [22]. En augmentant l'éclairement laser, on atteint un régime non linéaire et les ondes plasmas perdent leur forme sinusoïdale [19, 20]. La figure 1.2 illustre la perturbation de

²Par exemple, pour un plasma de $n_e = 2 \times 10^{18}$ cm⁻³, la durée d'impulsion optimale est de 30 fs.

³Cette figure a été obtenue avec le code WAKE, développé par P. Mora et T. Antonsen [21].

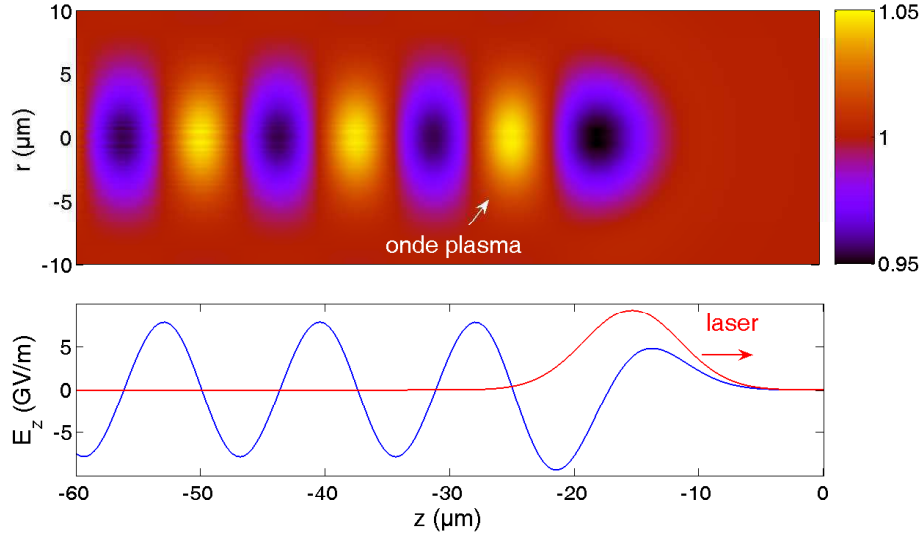


FIG. 1.1 – Image du haut : perturbation de densité électronique générée dans le sillage d’une impulsion laser de 30 fs et d’éclairement $I = 3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Le laser se propage de gauche à droite selon l’axe z et r représente la coordonnée transverse. Image du bas : le champ électrique longitudinal sur l’axe correspondant à la perturbation de densité.

densité obtenue avec une impulsion beaucoup plus intense. L’onde plasma devient fortement non linéaire, avec apparition de cavités remplies d’ions (en noir sur la figure) et entourées d’une coquille d’électrons (couleurs chaudes) [23]. Le champ électrique associé prend une forme en dent de scie et atteint des valeurs extrêmement élevées de 200 GV/m. Ce régime, dit « de cavitation » [15] ou « de la bulle » [12, 13], est intéressant car il permet d’atteindre des champs électriques extrêmes qui peuvent d’ailleurs dépasser le champ E_0 défini précédemment. D’autre part, de par leur géométrie quasi sphérique, les bulles de plasma possèdent une zone étendue de champ focalisant ce qui est un avantage pour l’accélération des électrons.

1.1.3 Équation de dispersion avec non linéarités

Pour considérer l’ensemble des effets pouvant exister, il faut également prendre en compte l’équation de propagation du laser. En prenant la transformée de Fourier de l’équation 1.1, on aboutit à une équation de dispersion avec des termes non linéaires [24] :

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \right) \quad (1.6)$$

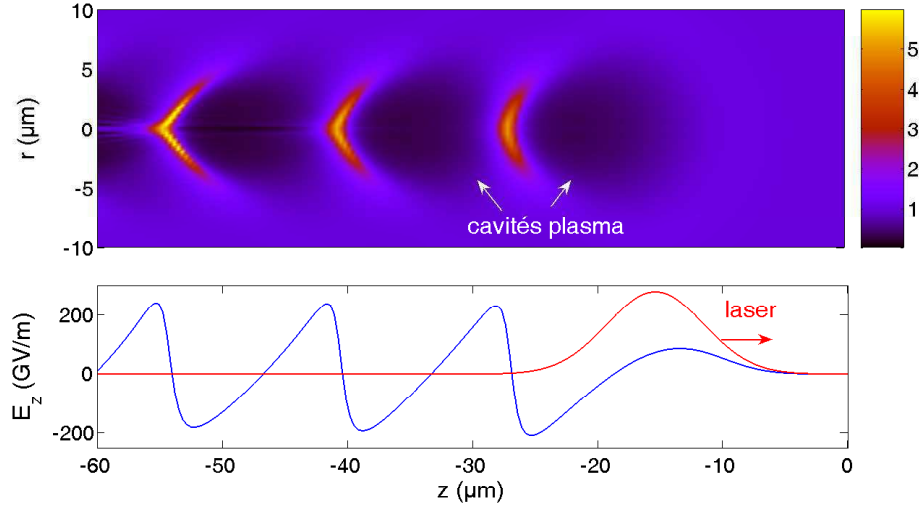


FIG. 1.2 – Image du haut : perturbation de densité électronique générée dans le sillage d'une impulsion laser de 30 fs et d'éclairement $I = 10^{19}$ W/cm². Image du bas : le champ électrique longitudinal sur l'axe correspondant à la perturbation de densité.

De cette équation, on peut déduire la vitesse de phase, la vitesse de groupe ou encore l'indice de réfraction du plasma η :

$$\eta \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \right) \quad (1.7)$$

Comme on le voit dans cette expression, l'indice est non linéaire, ce qui signifie qu'il dépend de l'amplitude de l'onde laser, de façon directe à travers le terme $\langle a^2 \rangle$, et de façon indirecte à travers le terme $\delta n/n_0$ (dont l'amplitude dépend également de a). Ces termes supplémentaires donnent naissance à de nombreux effets non linéaires. Les dépendances transverses, $a(r)$ et $\delta n(r)$ donnent lieu à des effets non linéaires bidimensionnels tels que l'auto-focalisation relativiste [25, 26, 27, 28] et l'instabilité d'auto-modulation [29, 30, 31, 32, 33]. Les dépendances longitudinales $a(\zeta)$ et $\delta n(\zeta)$ donnent lieu à des effets non linéaires monodimensionnels tels que l'instabilité Raman [34, 35] et l'auto-modulation de phase [25, 36].

1.2 Auto-focalisation d'impulsions courtes

Si l'on néglige la réponse du plasma, l'indice de réfraction s'écrit $\eta \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \right)$. Il est donc plus élevé en $r = 0$ (où $a = a_0$) qu'à $r = \sigma$ (où $a \simeq 0$). Le plasma se conduit donc comme une lentille convergente qui peut garder le laser focalisé sur une distance plus grande que la longueur de Rayleigh $z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda_0$

(où w_0 est le waist d'une impulsion gaussienne). Ce phénomène, l'auto-focalisation relativiste, a lieu lorsque la puissance du laser est suffisamment élevée :

$$P > P_c [\text{GW}] = 17.4 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \quad (1.8)$$

En réalité, dans la plupart des expériences, le terme de réponse du plasma $\delta n/n_0$ doit également être considéré. On montre par exemple que l'onde plasma sous l'impulsion laser a un effet défocalisant et peut empêcher l'auto-focalisation d'impulsions résonantes dans la limite $a^2 \ll 1$ [37, 38, 39]. La démonstration expérimentale de l'auto-focalisation relativiste a été obtenue au début des années 90, dès que la technologie laser a permis d'atteindre la puissance critique P_c [40]. Ce phénomène est maintenant bien connu car il a été abondamment étudié avec les systèmes laser basés sur la technologie du verre dopé au Néodyme [41]. Par contre, l'auto-focalisation en impulsion ultra-brève ($k_p L_0$ de l'ordre de l'unité) était encore inexplorée au début des années 2000.

J'avais étudié l'influence de la durée des impulsions laser sur l'auto-focalisation pendant ma thèse [10]. Ces résultats sont illustrés sur la figure 1.3 : on y voit l'empreinte de plasma laissée par une impulsion relativiste⁴ ($a_0 = 3$) de $\tau_0 = 35$ fs. Pour tous les tirs présentés sur cette figure, la puissance était bien supérieure à la puissance d'auto-focalisation 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'auto-focalisation n'a pas lieu. 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 auto-guidés, il était confiné à un fin canal de quelques dizaines de microns de large. On voit donc que pour les impulsions courtes, le paramètre $\omega_p \tau_0$ (ou encore, de façon plus lisible L_0/λ_p), qui quantifie la longueur de l'impulsion par rapport à λ_p , a une importance capitale. Il est plus difficile de réaliser l'auto-focalisation d'impulsions courtes, en particulier en raison de l'érosion introduite par les ondes plasmas.

Depuis cette publication, d'autres travaux ont montré que la taille du waist pouvait également jouer un rôle important dans l'auto-focalisation d'impulsions ultra-courtes et très intenses [42, 43]. Nos collègues de l'Imperial College (qui étaient également signataires de notre article [10]) ont ainsi montré que des impulsions focalisées avec un nombre d'ouverture trop petit peuvent filamenter avant d'atteindre le waist, ce qui dégrade le guidage par auto-focalisation.

Progressivement, expériences et simulations ont montré qu'il était possible de réaliser l'auto-focalisation d'impulsions courtes, même pour des courtes durées

⁴Pour un schéma du montage expérimental, voir l'annexe A, figure A.1.

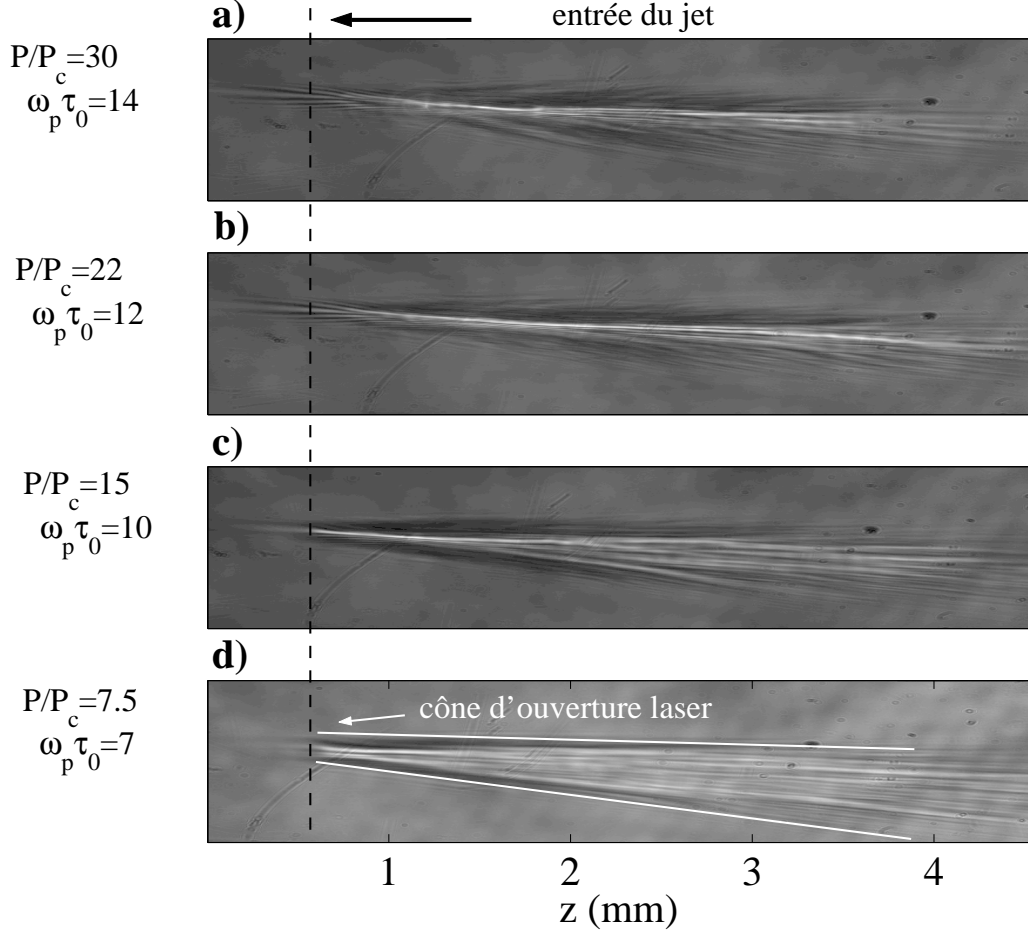


FIG. 1.3 – Images de plasmas obtenues par ombroscopie résolue en temps : le faisceau sonde est de durée $\tau_{sonde} < 50$ fs et il arrive 15 ps après l'entrée du laser pompe dans le plasma. Le faisceau pompe est ultra-court et ultra-intense (35 fs, $I = 1.8 \times 10^{19}$ W/cm², soit $a_0 = 3$ pour $\lambda_0 = 0.82 \mu\text{m}$). 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).

($L_0/\lambda_p < 1$) dans la mesure où les impulsions étaient suffisamment intenses, $a > 1$ [44, 12]. En effet, quand le régime de cavitation est atteint, l'auto-focalisation change de nature : la focalisation est réalisée par la cavité de plasma, elle aussi focalisante, et non plus par la non linéarité relativiste⁵. Récemment, Lu *et al* [14] ont ainsi montré que dans ce régime, la condition sur l'auto-focalisation ne s'écrit

⁵La non linéarité relativiste devient négligeable car il n'y a plus d'électrons dans la cavité plasma.

plus sur la puissance mais sur l'intensité : il y a auto-focalisation si

$$a_0 > a_{0c} \simeq \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \right)^{1/5} \quad (1.9)$$

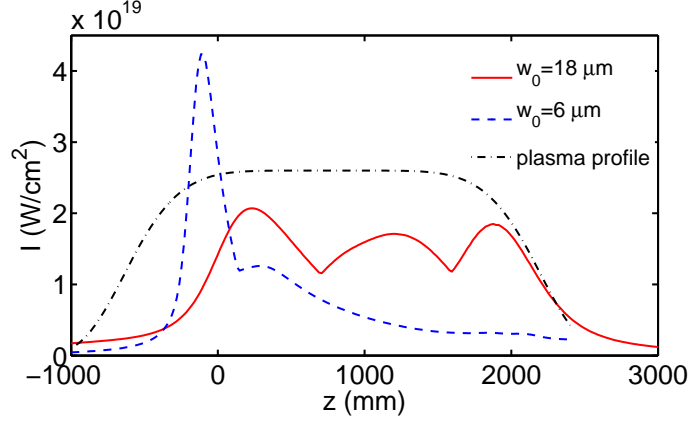


FIG. 1.4 – Simulations WAKE de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma à profil de densité réaliste (courbe noire). Courbe pleine : l'impulsion est focalisée doucement ($w_0 = 18 \mu\text{m}$, $a_0 = 1.3$) et elle reste guidée sur toute la longueur de plasma. Courbe hachurée : l'impulsion est focalisée plus violemment ($w_0 = 6 \mu\text{m}$, $a_0 = 2.9$), et l'intensité laser diminue rapidement. Les autres paramètres sont : $\tau = 30 \text{ fs}$, $n_0 = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

En conclusion, l'auto-focalisation d'impulsions courtes est un phénomène compliqué mais d'une importance considérable dans l'accélération d'électrons par laser pour plusieurs raisons : il permet (i) d'allonger la longueur sur laquelle le laser est intense, (ii) d'augmenter l'intensité laser (parfois d'un ordre de grandeur) et ainsi d'augmenter l'amplitude du champ électrique accélérateur, voire d'atteindre le régime de cavitation. Dans les expériences actuelles, on peut résumer les principaux phénomènes physiques comme suit :

- Tant que l'intensité laser reste faible, $a < 1$, c'est l'auto-focalisation relativiste qui focalise l'impulsion laser. Dans le même temps, l'onde plasma a tendance à éroder l'avant de l'impulsion. Ces effets peuvent éventuellement empêcher l'auto-focalisation de se poursuivre.
- À mesure que l'intensité laser croît, le régime de cavitation apparaît et la focalisation par la bulle de plasma prend le pas et assure une propagation auto-focalisée.

Pour que la deuxième étape se produise, il faut choisir des paramètres de focalisation corrects : un grand nombre d'ouverture donne une grande tache focale et une longueur de Rayleigh plus longue. Dans les expériences, les résultats se sont ainsi

améliorés lorsque l'on a utilisé des nombres d'ouverture autour de $f/18$, conduisant à des taches focales de $w_0 \simeq 20 \mu\text{m}$ sur des longueurs de Rayleigh de $z_R \simeq 1 \text{ mm}$ et des intensités de $a_0 \simeq 1.3$. Il nous a fallu plusieurs années pour comprendre cela, notre premier réflexe étant de focaliser les impulsions plus durement pour obtenir de plus hautes intensités (avec $f/6$ et $w_0 = 6 \mu\text{m}$, nous obtenions $a_0 = 3$). Mais bien sûr, ces hautes intensités étaient peu utiles car elles ne permettaient pas à l'impulsion de se propager correctement. Finalement, en focalisant plus doucement, l'auto-focalisation a lieu sur de plus grandes longueurs et conduit à de hautes intensités $a_0 = 3$. En utilisant le code WAKE [21] pour simuler la propagation du laser, l'influence du nombre d'ouverture peut être facilement mis en évidence. C'est ce qui est illustré sur la figure 1.4 qui montre l'évolution de l'intensité laser au cours de la propagation, pour deux nombres d'ouverture différents. Il est clair que pour un waist trop petit, $w_0 = 6 \mu\text{m}$, l'impulsion n'est pas guidée convenablement.

1.3 Instabilités

Les instabilités paramétriques, bien connues dans le domaine de la fusion inertielle [22], proviennent d'un couplage entre les ondes plasma (électroniques ou ioniques) et les ondes électromagnétiques (laser). Dans le domaine qui nous intéresse, les impulsions laser sont plus courtes que dans le domaine de la fusion mais les intensités sont facilement plus grandes de trois ordres de grandeur. Par conséquent les instabilités sont d'une importance majeure.

1.3.1 Instabilité Raman

L'instabilité Raman a eu une grande importance dans le développement de l'accélération laser de particules⁶. En effet, dans les années 80 et 90, les impulsions courtes, permettant d'atteindre la résonance à des densités raisonnables n'étaient pas disponibles. Pour exciter les ondes plasma, on a donc eu recours au battement d'onde [45, 46, 47, 48, 49], dans lequel deux lasers de quelques centaines de picosecondes, de fréquences ω_1 et ω_2 avec $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$, se propageaient collinéairement en modulant l'enveloppe laser à ω_p . Les impulsions étant longues, les ions finissaient par bouger, donnant naissance à des mécanismes de saturation des ondes plasma qui limitaient fortement leur amplitude [46]. Dans les années 90, avec l'apparition des laser Nd :verre sub-picosecondes, ce sont les instabilités Raman avant qui ont permis de moduler l'enveloppe de l'impulsion laser à ω_p , permettant alors la génération d'ondes plasma de très fortes amplitudes [50, 51, 52].

⁶Déjà dans les années 80, dans [7], les auteurs suggéraient d'utiliser l'instabilité Raman vers l'avant pour générer une onde plasma de forte amplitude et pour y accélérer des électrons.

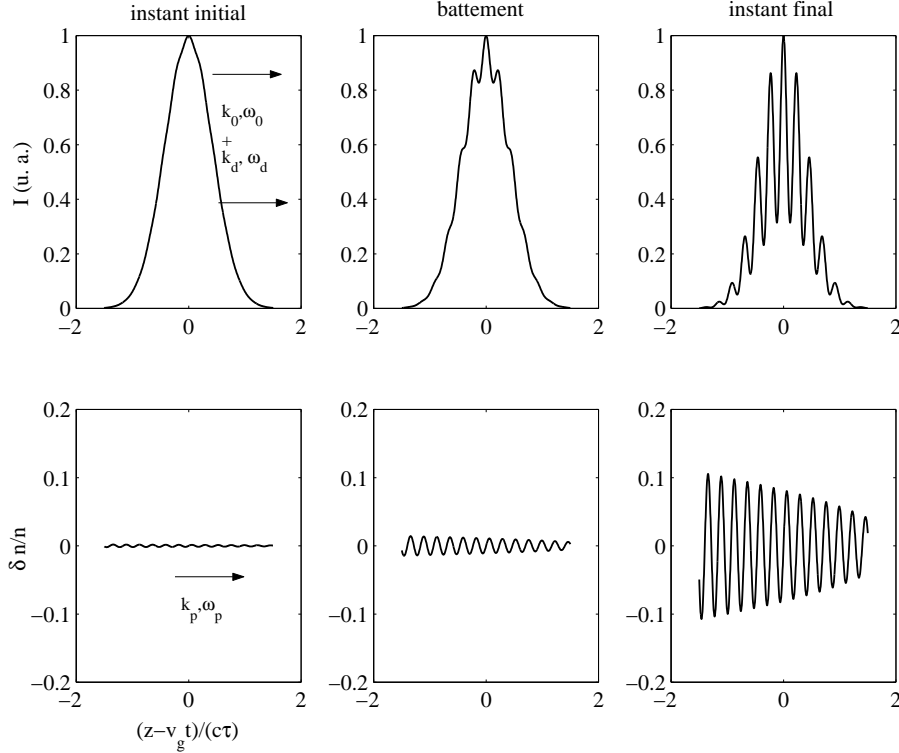


FIG. 1.5 – Mécanisme de l'instabilité Raman.

Physiquement, le mécanisme de l'instabilité Raman s'explique à partir de la figure 1.5 : 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 1.5). 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 croître ce qui 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 1.5).

On peut également comprendre l'instabilité Raman avant à l'aide de l'expression de la vitesse de groupe (en négligeant le terme en a^2)⁷ : $\frac{v_g}{c} \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n_0}\right)$.

⁷Traditionnellement, dans la littérature, l'instabilité Raman avant est une instabilité 1D résultant de la dépendance longitudinale de l'onde plasma, $\delta n(\zeta)$. L'instabilité dite d'auto-modulation, se traduit également par une modulation de l'enveloppe à λ_p , mais elle est de nature bidimensionnelle, $\delta n(r)$, les ondes plasma agissant alternativement comme des lentilles convergentes/divergentes, voir la référence [24] pour de belles et simples explications physiques.

La présence de l'onde plasma module la vitesse de groupe et crée des zones d'accumulation de l'énergie laser séparée de λ_p . Le taux de croissance de l'instabilité Raman avant s'écrit [35] :

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{\delta n}{n_0} \frac{e^{2\gamma_0(\tau\zeta/c)^{1/2}}}{\left[4\pi\gamma_0(\tau\zeta/c)^{1/2}\right]^{1/2}} \quad (1.10)$$

avec $\gamma_0 = \frac{a_0}{\sqrt{8}} \frac{\omega_p^2}{\omega_0}$. $\delta n/n_0$ est la perturbation de densité initiale dans le plasma. Elle peut être due à la force pondéromotrice du laser ou bien aux fluctuations naturelles de la densité du plasma. Notons la dépendance en ζ qui indique que l'instabilité se développe d'autant plus que les impulsions sont longues, et la dépendance en a_0 dans l'exponentielle qui indique que des impulsions intenses sont préférables pour augmenter le taux de croissance.

1.3.2 Observation expérimentale

Expérimentalement, la modulation de l'enveloppe de l'impulsion laser peut être observée très facilement en mesurant le spectre transmis vers l'avant [51, 52]. L'apparition de satellites Raman à $\omega = \omega_0 \pm \omega_p$ est indicatrice de la modulation d'enveloppe ainsi que de la présence d'une onde plasma. Pendant ma thèse, j'avais étudié de façon détaillée les instabilités Raman en utilisant des impulsions picosecondes chirpées [9], obtenant ainsi des informations sur la dynamique temporelle de ces instabilités. Je ne rentrerai pas dans les détails de cette étude mais il est néanmoins instructif d'observer comment l'instabilité Raman évolue lorsque l'on raccourcit la durée des impulsions laser, augmentant par là-même l'intensité laser vers le régime relativiste. Sur la figure 1.6, nous présentons des spectres typiques obtenus dans un plasma de $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour différentes durées d'impulsions. Notons qu'ici on est toujours dans un régime d'instabilité Raman dans la mesure où l'enveloppe de l'impulsion contient toujours plusieurs périodes plasma⁸. En impulsion longue, le taux de croissance est modeste et l'enveloppe de l'impulsion laser contient de nombreuses oscillations de l'onde plasma. On voit alors apparaître les satellites Raman, caractéristiques de l'instabilité Raman avant et révélateurs 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.

En impulsion ultra-brève (35 fs), au contraire, le spectre est très élargi et on ne distingue plus vraiment de satellites. Il devient difficile de tirer des informations

⁸Même lorsque $\tau_0 = 35 \text{ fs}$, l'enveloppe de l'impulsion comprend entre 2 et 3 λ_p .

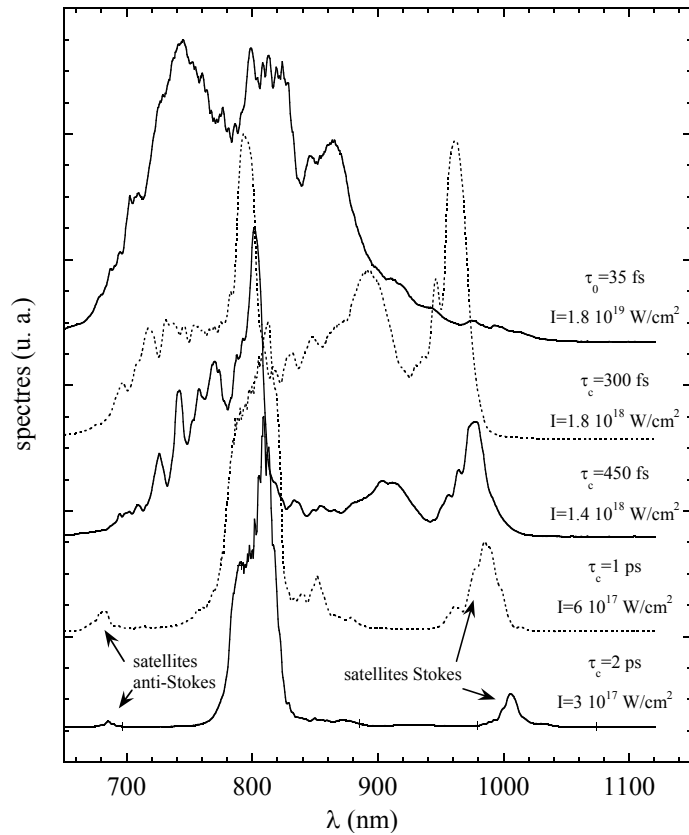


FIG. 1.6 – Spectres du laser transmis pour des impulsions de différentes durées. Plus l'impulsion est courte, plus le spectre s'élargit. Densité du plasma : $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

quantitatives ayant trait au Raman. Ceci est dû au fait que l'intensité est très élevée et donc le taux de croissance du Raman avant devient très grand. Ainsi, la variation de l'amplitude de l'onde plasma peut être très rapide, causant une variation brutale de la phase temporelle de l'impulsion laser, ce qui contribue à un élargissement important dans l'espace des fréquences. C'est donc ce que l'on observe sur le spectre en impulsion courte.

1.3.3 Raccourcissement temporel d'impulsions courtes

La figure 1.6 montre que les résultats les plus intéressants sont obtenus en impulsion courte, probablement parce qu'ils sont les plus nouveaux (les instabilités paramétriques en impulsions plus longues sont étudiées depuis les années 70) et parce qu'ils posent de nouvelles questions. Nous avons vu plus haut que le régime de cavitation dans lequel une impulsion est auto-guidée par une onde plasma quasi sphérique est particulièrement intéressant pour l'accélération de particules. Il est

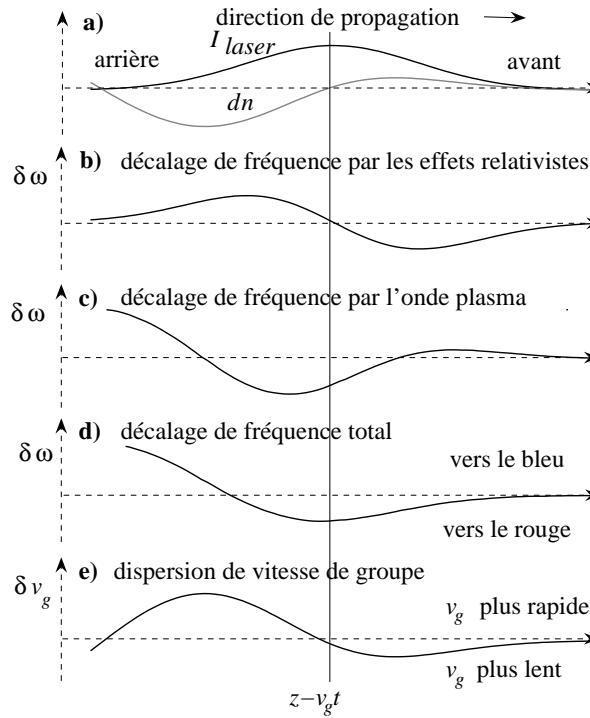


FIG. 1.7 – Les divers ingrédients de l'auto-compression d'une impulsion laser dans une onde plasma.

donc légitime de se demander comment l'impulsion laser évolue temporellement et spectralement dans un régime pour lequel initialement $c\tau_0 < \lambda_p$. On s'attend à ce que les instabilités soient quasiment supprimées car l'impulsion est trop courte mais les non linéarités, elles, sont toujours présentes. Au début des années 2000, de nombreuses études numériques se sont penchées sur ce problème et ont montré qu'il était possible de comprimer temporellement les impulsions laser ultra-brèves en utilisant la conjonction de phénomènes tels que l'auto-modulation de phase relativiste, la dispersion de vitesse de groupe et la présence d'une onde plasma de forte amplitude [53, 54, 55, 56, 44]. D'autre part, les simulations numériques montrent que cette compression a systématiquement lieu lorsque l'auto-focalisation dans le régime de la cavitation se produit [44, 14]. Ce phénomène était donc particulièrement intéressant à étudier expérimentalement et j'ai pris ce projet en charge peu de temps après mon arrivée au LOA [11, 57].

On peut comprendre qualitativement ce mécanisme d'auto-compression en considérant un modèle simple basé sur l'indice de réfraction décrit par l'équation 1.7 : $\eta \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n(\zeta)}{n_0} - \frac{\langle a^2(\zeta) \rangle}{2} \right)$. L'indice de réfraction varie dans le référentiel de l'impulsion ce qui provoque un élargissement spectral de l'impulsion laser selon $\delta\omega = -\omega_0 \int \partial\eta/\partial\zeta d\tau$. Le terme en $a^2(\zeta)$ est la source de ce que l'on appelle l'auto-modulation de phase relativiste. Il induit un décalage des fréquences vers le rouge

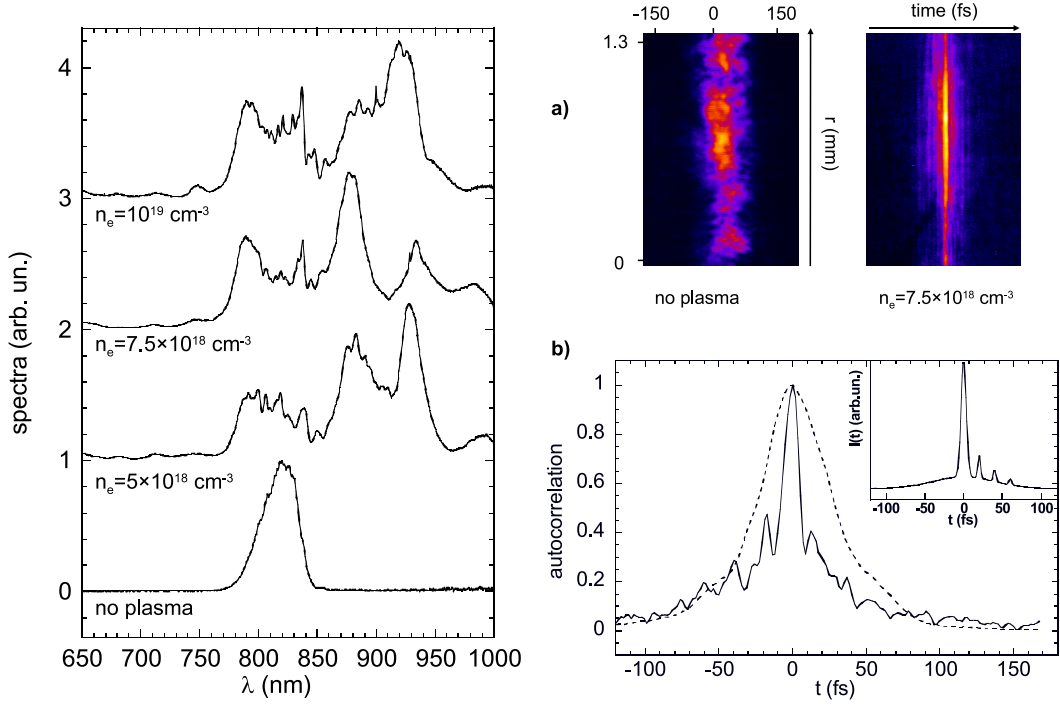


FIG. 1.8 – Image de gauche : spectres laser transmis pour différentes densités plasma. a) Images d'autocorrélation sans plasma et avec avec un plasma de $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. b) Coupes des autocorrélations avec plasma (trait plein), et sans plasma (trait pointillé). L'encart montre une forme possible de l'impulsion comprimée permettant de retomber sur l'autocorrélation mesurée expérimentalement.

(bleu) à l'avant (l'arrière) de l'impulsion. Le terme $\delta n(\zeta)$, dû à l'onde plasma, agit de façon similaire. La vitesse de groupe est elle aussi modulée et provoque un ralentissement de l'avant de l'impulsion et une accélération de l'arrière, conduisant à une compression temporelle. Un schéma récapitulant ces effets est présenté sur la figure 1.7.

Expérimentalement, le montage n'est guère différent de celui qui a été présenté précédemment mais il comporte tout de même une modification essentielle⁹ : le nombre d'ouverture est plus grand (f/18 au lieu de f/6) ce qui donne une tache focale de waist $w_0 = 18 \mu\text{m}$ et permet l'auto-focalisation et le régime de cavitation (voir section 1.2). Nous avons mesuré le spectre du laser transmis ainsi que l'enveloppe temporelle en utilisant un autocorrélateur monocoup. Les résultats sont représentés sur la figure 1.8. Les spectres témoignent d'un fort élargissement et en particulier d'un décalage vers le rouge important¹⁰. On peut trouver

⁹Le montage est décrit dans l'annexe A, figure A.3.

¹⁰C'est bien ce qui est attendu théoriquement (voir figure 1.7) : l'impulsion courte réside dans

des conditions pour lesquelles l'impulsion est clairement raccourcie temporellement : les figures 1.8a) et b) montrent que l'impulsion est raccourcie de 38 ± 2 fs à $10 - 14$ fs. Notons que ce phénomène est peu stable et n'intervient que pour la densité $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Cette sensibilité aux conditions expérimentales résulte des effets non linéaires en cascade qui doivent être très bien contrôlés pour produire un résultat stable.

Ces résultats confirment les effets non linéaires prédits par les simulations mais ouvrent également de nombreuses perspectives de recherche dans le domaine du raccourcissement d'impulsions laser ultra-intenses. En effet, il est actuellement extrêmement difficile de produire des impulsions laser au niveau 10-100 TW qui soient inférieures à 20 fs (la limite est imposée par la largeur de bande du saphir dopé au Titane et par le rétrécissement spectral par le gain dans les amplificateurs laser). Il existe de nombreuses méthodes pour atteindre des durées sub-10 fs : l'élargissement spectral dans les fibres creuses [58], l'utilisation de l'amplification paramétrique optique [59] mais ces techniques sont encore limitées à des énergies relativement modestes¹¹. Dans ce contexte, l'utilisation de plasmas paraît naturelle : les plasmas peuvent être soumis à des intensités laser bien plus élevées que les solides ou les gaz et les non linéarités qui s'y développent permettent l'élargissement spectral et la compression. On pourrait donc être tenté de lancer un programme de recherche dont le but serait de générer des impulsions laser sub-10 fs en utilisant l'optique non linéaire dans les plasmas.

1.4 Conclusion

Nous avons étudié l'optique non linéaire dans les plasmas, en explorant en particulier le rôle de la durée d'impulsion laser. Pour les courtes durées d'impulsions ($L_0/\lambda_p \simeq 1$), les instabilités traditionnelles disparaissent et un nouveau régime de propagation dans le régime de cavitation apparaît. Dans ce régime, l'impulsion est raccourcie temporellement dans les ondes plasmas et elle est comprimée transversalement par auto-focalisation. Les simulations indiquent que les arches de l'onde plasma prennent alors une structure sphérique, propice à l'accélération d'électrons.

une pente descendante de la densité électronique et doit par conséquent être principalement décalée vers le rouge.

¹¹Notons tout de même que l'OPCPA permet aujourd'hui de générer des impulsions de 8 fs contenant 80 mJ [60]. Cette technique est extrêmement prometteuse.

Chapitre 2

Accélération d'électrons par laser

L'accélération d'électrons constitue la partie la plus importante de mon travail de recherche. Ces dix dernières années, j'ai passé la plupart de mon temps à travailler sur ces expériences, à les peaufiner, à trouver de nouvelles idées... J'expose donc ici un concentré de ce travail qui a également occupé deux doctorants à plein temps (ou quasiment) : Yannick Glinec en 2004-2007, et Clément Rechatin en 2007-2009. J'ai également enseigné les concepts de l'accélération de particules dans les plasmas dans plusieurs contextes (au CERN, en master II à l'Université d'Orsay), ce qui m'a donné le plaisir de me pencher plus avant sur les aspects théoriques de cette physique.

2.1 Rappels théoriques

Une fois de plus, sans rentrer dans le détail, il me semble utile de rappeler quelques principes théoriques et en particulier les lois d'échelle qui conditionnent l'accélération de particules dans les ondes de sillage. Le but de cette section est donc de mentionner rapidement les hypothèses sous-jacentes et d'établir les lois d'échelle en régime linéaire [61, 9]. Les lois d'échelle en régime non linéaire (régime de cavitation) ont été établies récemment [14]. Je les mentionnerai à la fin de cette section.

2.1.1 Gain d'énergie d'un électron

Considérons un électron dans le potentiel de l'onde plasma $\phi(z - v_p t)$, où $v_p \simeq v_g$ est la vitesse de phase de l'onde plasma (on suppose ici que l'électron n'est pas soumis au champ laser). Ici $\phi = e\Phi/mc^2$ est le potentiel normalisé de l'onde

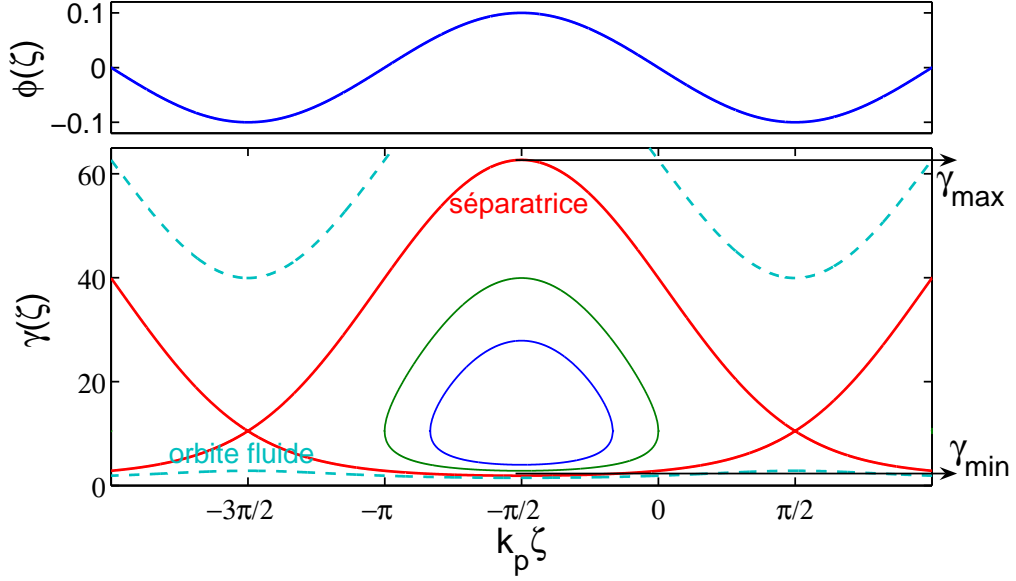


FIG. 2.1 – *Haut* : potentiel normalisé de l'onde plasma. *Bas* : trajectoires $\gamma(\zeta)$ d'électrons dans une onde plasma.

plasma. Sous réserve de certaines hypothèses (modèle 1D, pas de modification du laser pendant sa propagation), et après quelques manipulations, on peut écrire le hamiltonien du système sous la forme suivante [62] :

$$H = \gamma - \beta_p \sqrt{\gamma^2 - 1} - \phi(\zeta) \quad (2.1)$$

où $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz d'un électron de vitesse v , proportionnel à son énergie : $E = mc^2\gamma$. On a aussi $\beta_p = v_p/c$. Si le laser n'évolue pas au cours de la propagation, le hamiltonien est conservé le long des trajectoires électroniques. La connaissance des conditions initiales ζ_0 (phase de l'électron par rapport à l'onde plasma) et de son énergie γ_0 permet donc d'exprimer la trajectoire de l'électron dans l'espace des phases $\gamma(\zeta)$:

$$\gamma = \gamma_p^2(H_0 + \phi) \pm \sqrt{\gamma_p^2 - 1} \sqrt{\gamma_p^2(H_0 + \phi)^2 - 1} \quad (2.2)$$

où $H_0(\gamma_0, \zeta_0)$ est donné par l'équation 2.1 et $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz associé à la vitesse de phase de l'onde plasma.

Des exemples de trajectoires électroniques, solutions de l'équation 2.2, sont représentés sur la figure 2.1. On distingue deux types de trajectoires : (i) les trajectoires ouvertes pour lesquelles les électrons se contentent d'osciller dans l'onde plasma, (ii) les trajectoires fermées pour lesquelles le gain d'énergie peut être important (électrons piégés dans l'onde plasma). La trajectoire rouge est appelée la séparatrice, elle représente la division entre les trajectoires ouvertes et fermées.

Les électrons du plasma, sans vitesse initiale, suivent les trajectoires dites « fluides » (trajectoires représentées par le trait bleu hachuré du bas sur la figure) et ne peuvent pas être piégées ni gagner de l'énergie de façon substantielle. Pour qu'un électron soit piégé, il faut lui communiquer une énergie minimale γ_{min} pour qu'il puisse se retrouver sur une trajectoire à l'intérieur de la séparatrice. La valeur de γ_{min} est donnée par¹ :

$$\gamma_{min} = \gamma_p(1 + \gamma_p\Delta\phi) - \sqrt{\gamma_p^2 - 1}\sqrt{(1 + \gamma_p\Delta\phi)^2 - 1} \quad (2.3)$$

où $\Delta\phi = \phi_{max} - \phi_{min}$ est l'amplitude du potentiel de l'onde plasma dans les zones focalisantes et accélératrices. Pour donner une idée, pour une onde plasma de faible amplitude, $\Delta\phi = 0.1$ et $\gamma_p = 10$, il faut communiquer aux électrons du plasma une énergie minimale de $E_{min} = 870$ keV pour provoquer l'injection. Pour une onde de plus grande amplitude $\Delta\phi = 1$, le piégeage est grandement facilité : $E_{min} = 20$ keV. Si l'on parvient à injecter des électrons sur les trajectoires fermées, le gain d'énergie ΔE est de l'ordre de²

$$\Delta E \simeq 2mc^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \Delta\phi \quad (2.4)$$

par exemple, dans le cas d'une onde plasma sinusoïdale de faible amplitude $\phi = \phi_0 \cos(k_p\zeta)$, $\Delta\phi = \phi_0$ dans les zones accélératrices et focalisantes.

2.1.2 Les trois longueurs qui limitent l'accélération laser-plasma

Dans la pratique, il existe trois longueurs qui limitent l'accélération des particules à la valeur maximale que nous avons obtenue ci-dessus :

- La longueur de déphasage $L_{deph} \simeq \lambda_p^3/2\lambda_0^2$. Au fur et à mesure que les particules gagnent de l'énergie dans l'onde, elles deviennent plus rapides et elle se mettent à rattraper l'onde plasma [1, 63]. En d'autres termes, elles subissent un déphasage dans le référentiel de l'onde plasma. La longueur de déphasage est la longueur au bout de laquelle les particules obtiennent leur énergie maximale. Au delà, elles pénètrent dans des zones décélératrices du champ et commencent à perdre de l'énergie.
- La longueur de guidage L_g , c'est-à-dire la longueur sur laquelle le laser reste focalisé. Une défocalisation du laser provoque une diminution de a_0 (ou de n_b) et empêche l'excitation des ondes plasmas sur une grande longueur. Pour un faisceau gaussien non guidé, c'est tout simplement la longueur de Rayleigh, $L_g = z_R = \pi w_0^2/\lambda_0$.

¹En réalité γ_{min} dépend de la phase de l'électron. Ici on donne l'expression dans le cas le plus favorable, correspondant à $k_p\zeta = -\pi/2$ sur la figure.

²On fait ici l'hypothèse que le plasma est très sous-dense : $\gamma_p \simeq \omega_0/\omega_p \gg 1$ et $\gamma_p\Delta\phi \gg 1$.

- La longueur d'absorption L_{abs} : au fur et à mesure de sa propagation, le laser cède de l'énergie au plasma en excitant des ondes plasma [64]. Au bout de L_{abs} , une grande partie de l'énergie laser a été absorbée et l'excitation d'ondes plasma pour l'accélération devient alors inefficace. En supposant $a_0^2 \ll 1$, la longueur d'absorption s'écrit simplement $\omega_p \tau L_{abs} \simeq L_{deph}/a_0^2$, où τ est la durée d'impulsion.

Dans les expériences à basse intensité ($a_0^2 \ll 1$), c'est donc la longueur de guidage ou la longueur de déphasage qui limite le gain d'énergie. À haute intensité, la situation est plus complexe et ces trois longueurs peuvent jouer un rôle.

2.1.3 Résumé des lois d'échelle linéaires et non linéaires

Dans la plupart des expériences actuelles, $a_0 > 1$. De plus, l'auto-focalisation intervient presque systématiquement, et l'amplitude laser atteint des valeurs de $a_0 = 3 - 4$. Les lois d'échelle développées plus haut ne sont donc plus valables. Récemment, deux groupes ont proposé des modèles phénoménologiques permettant d'aboutir à des lois d'échelle dans le régime non linéaire en 3D. Le premier est basé sur une théorie de la similarité [65] et explore les très fortes amplitudes laser $a \gg 1$. Dans le deuxième [14], un modèle phénoménologique est développé autour du régime de cavitation et les auteurs trouvent un optimum dans l'interaction et la propagation pour $a_0 \simeq 4$. Ce régime est plus proche de nos conditions expérimentales et je me concentrerai donc dessus exclusivement.

Dans la référence [14], une des hypothèses de départ est que pour atteindre le régime de cavitation (que les auteurs appellent *blow out*), il faut non seulement que l'amplitude laser soit élevée ($a_0 \simeq 4$), mais aussi que la taille de l'impulsion soit adaptée à la dimension d'une cavité plasma. Cela se traduit par les conditions suivantes : (i) la dimension transverse de la tache focale est égale au rayon R de la cavité plasma : $k_p R \simeq k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}$, (ii) l'impulsion doit être contenue dans la bulle mais ne doit pas être trop courte pour éviter l'érosion : $2R/3 < c\tau < R$. Dans ces conditions, l'onde plasma ressemble à une bulle de plasma sphérique et le champ longitudinal est en dent de scie, sa valeur maximale est $E_z = E_0\sqrt{a_0}$ et sa valeur moyenne sur la zone accélératrice est $\langle E_z \rangle = E_0\sqrt{a_0}/2$. On constate donc que le champ accélérateur est beaucoup plus élevé que dans le régime linéaire ($E_z^{(lin)} \simeq E_0 a_0^2$ avec $a_0^2 \ll 1$). La table ci-dessous récapitule les grandeurs typiques pour les régimes linéaires et non linéaires.

2.1.4 Le problème de l'injection

Jusqu'à maintenant, nous nous sommes intéressés à l'accélération d'un seul électron dans un onde plasma. En réalité, nous cherchons à accélérer un faisceau

modèle	dim. carac.	E_z/E_0	L_{deph}	L_{abs}	$\Delta E/(mc^2)$
linéaire ($a_0^2 \ll 1$)	λ_p	$F a_0^2$	$\frac{\omega_0^2}{2\omega_p^2} \lambda_p$	$\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \frac{\omega_p \tau}{a_0^2} \lambda_p$	$2 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} F a_0^2$
non linéaire ($a_0 > 1$)	$2\sqrt{a_0} \frac{\lambda_p}{\pi}$	$\sqrt{a_0}$	$\frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \sqrt{a_0} \frac{\lambda_p}{\pi}$	$\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} c\tau$	$\frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} a_0$

TAB. 2.1 – *Lois d'échelle linéaires et non linéaires. Pour le cas linéaire, on a utilisé le paramètre F qui dépend de la longueur d'impulsion L_0 : $F = \sqrt{\pi} \frac{k_p L_0}{4} e^{-k_p^2 L_0^2/4}$.*

composé de $10^8 - 10^{10}$ électrons. Pour obtenir un faisceau de bonne qualité³, il faut que les électrons soient soumis au même champ de sorte qu'ils aient tous la même vitesse et la même direction après leur accélération. Les longueurs d'onde plasma étant de l'ordre de la dizaine de microns, cela veut dire que le paquet d'électrons accélérés doit résider dans un très petit volume, typiquement $\ll \lambda_p^3$. En particulier, pour obtenir un faisceau relativement monoénergétique, la durée du paquet doit être une fraction de λ_p . Concrètement, cela est très difficile à réaliser expérimentalement car cela implique d'injecter des faisceaux d'électrons de durées inférieures à la dizaine de femtosecondes. Or il n'existe pas d'accélérateurs permettant de délivrer des faisceaux de quelques MeV et de durée inférieure à la centaine de femtosecondes⁴.

Dans les premières expériences d'accélération d'électrons par laser, les physiciens injectaient des électrons issus d'accélérateurs radio-fréquence [45, 47, 48, 49, 68]. Ces expériences de preuves de principe, très importantes dans le contexte de l'époque, ont permis de montrer pour la première fois que les ondes plasma pouvaient effectivement être utilisées pour accélérer des particules. Cependant, les paquets d'électrons étaient longs et par conséquent, les faisceaux obtenus après accélération n'étaient pas de bonne qualité (large dispersion en énergie). Ce type d'injection, dit « d'injection externe » n'est pas sans espoir et des schémas basés sur la compression de faisceau de quelques centaines de femtosecondes par les ondes plasmas ont été proposés récemment [69, 70].

La question cruciale est donc de trouver des moyens d'injecter des électrons dans un très petit volume. Mis à part l'injection externe, une autre voie consiste à utiliser des lasers ultracourts et/ou des effets physiques dans le plasma pour

³Par bonne qualité, on entend (i) une bonne émittance, (ii) une faible dispersion en énergie relative $\Delta E/E \ll 1$.

⁴L'état de l'art dans ce domaine est 250 fs à 3 MeV mais pour des charges faibles d'environ 5 pC [66]. À plus haute énergie (autour du GeV), la charge d'espace jouant peu, il est plus courant de trouver des faisceaux de durées inférieures à 100 fs, et pouvant même atteindre 50 fs avec des nanocoulombs de charge [67].

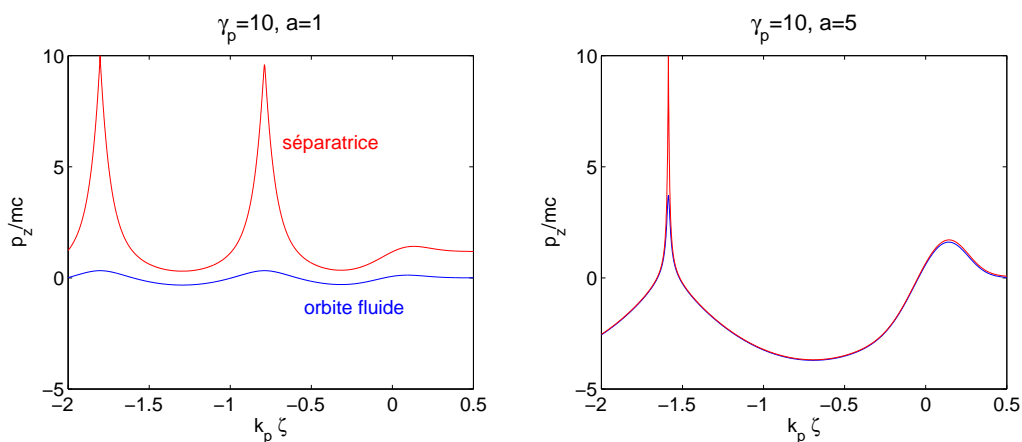


FIG. 2.2 – À gauche : l'amplitude du laser ($a_0 = 1$) est modeste ainsi que celle de l'onde plasma et les orbites fluides sont éloignées de la séparatrice. À droite : le laser est beaucoup plus intense ($a_0 = 5$), le déferlement se produit lorsque les trajectoires fluides rejoignent la séparatrice.

injecter les particules. Plusieurs solutions ont été proposées ou découvertes au fil des années. Je les expose dans les paragraphes suivants.

L'auto-injection

L'idée est ici d'injecter les électrons du plasma en excitant des ondes plasma déferlantes [19, 71, 72, 12, 73], c'est-à-dire des ondes plasma d'amplitudes extrêmement élevées⁵. Lorsque l'amplitude de l'onde plasma devient importante, certains électrons oscillent à des vitesses proches de la vitesse de phase de l'onde v_p et peuvent se retrouver « injectés » dans l'onde : ils ne participent plus au mouvement d'oscillation mais « voient » littéralement les champs de l'onde et sont accélérés. Le déferlement se produit lorsqu'un grand nombre d'électrons de l'onde plasma est soumis à ce phénomène : il se traduit par le piégeage et l'accélération massive des électrons, et en même temps par la destruction de l'onde elle-même. Pour recoller au modèle développé précédemment, le déferlement se produit lorsque l'amplitude de l'onde plasma est telle que la séparatrice rejoint les trajectoires fluides [62, 74]. Le terme auto-injection s'explique par le fait qu'ici les électrons sont injectés par l'onde plasma créée par le laser lui-même, une intervention externe n'étant pas nécessaire.

Historiquement, le déferlement a permis de produire les premiers faisceaux d'électrons relativistes générés par interaction laser-plasma [50, 52]. Aujourd'hui

⁵Notons qu'il y a là une analogie sémantique et physique avec le déferlement des vagues sur la plage.

encore, quasiment toutes les expériences d'accélération d'électrons s'appuient sur le déferlement car c'est la façon la plus facile d'obtenir un faisceau. On peut néanmoins entrevoir les limites de cette méthode si on se place du point de vue d'un ingénieur qui désire construire un accélérateur laser-plasma. Tout d'abord, il s'agit d'un phénomène non linéaire difficile à contrôler : comment s'assurer que le déferlement se reproduira de la même façon, au même endroit, sachant que le système physique est soumis à des fluctuations ? D'autre part, même si le problème de la stabilité finit par être résolu, ce phénomène ne donne que peu de flexibilité aux expérimentateurs et ne permet pas vraiment de régler les paramètres du faisceau d'électrons⁶.

L'injection dans les gradients de densités

Pour contourner ces problèmes, il a été proposé de mettre en forme le plasma et d'y introduire des gradients de densités [75, 76, 77, 78]. Dans un gradient descendant, la longueur d'onde augmente, ce qui se traduit par un recul de l'arrière de l'onde plasma dans le référentiel du laser. Cela équivaut à diminuer fortement la vitesse de phase de l'onde plasma ce qui rend le piégeage beaucoup plus facile car l'énergie minimale γ_{min} est alors beaucoup plus basse. Si l'on choisit judicieusement les paramètres expérimentaux, on peut réaliser une injection localisée dans le gradient de densité qui peut conduire à la génération d'un faisceau de bonne qualité [77]. Une première démonstration expérimentale a été accomplie mais il reste encore de nombreux points à explorer [79].

L'injection par collision d'impulsions laser

Enfin, on peut utiliser des impulsions femtosecondes annexes pour provoquer l'injection des particules dans les ondes plasma. Plusieurs schémas expérimentaux ont été proposés, les uns s'appuyant sur la force pondéromotrice d'un deuxième laser intense [80], les autres sur le battement de deux ondes plasma [81]. Mais le mécanisme le plus intéressant et le plus élégant est l'injection par collision d'impulsions laser, proposé par Eric Esarey et ses collaborateurs de Berkeley et du Naval Research Lab [82, 83, 84, 85]. Dans sa version initiale, ce mécanisme utilisait trois impulsions [82] mais nous nous restreindrons ici au cas de deux impulsions que nous avons exploré expérimentalement [86, 87, 88]. Le mécanisme est schématisé sur la figure 2.3 : on utilise une impulsion pompe de fort éclairement (se propageant de gauche à droite), qui excite une onde plasma. Cette impulsion, utilisée seule, ne génère pas de faisceau d'électrons. Une deuxième impulsion, dite d'injection, se

⁶On peut par exemple jouer sur la densité plasma, ce qui risque d'influencer la propagation laser mais aussi l'injection des électrons, la dynamique du faisceau...

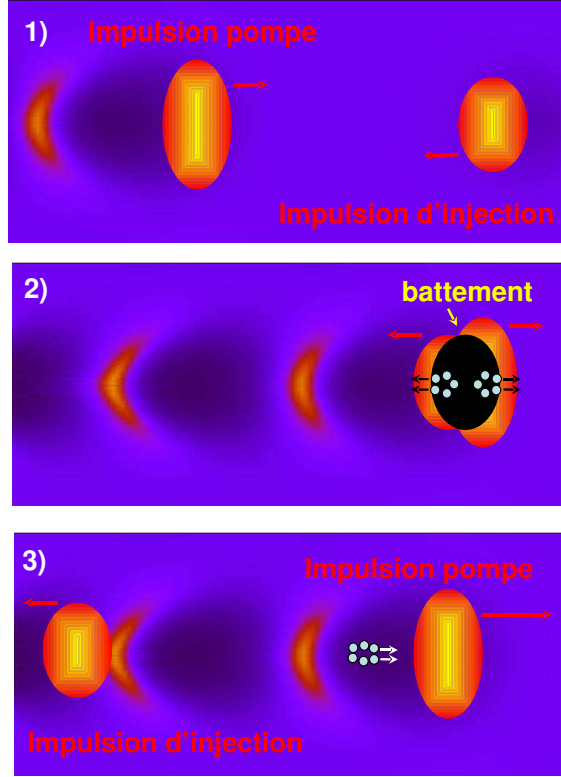


FIG. 2.3 – Principe de l'injection par collisions d'impulsions contre-propagatives.

propage de droite à gauche et son éclairement est moindre (d'un facteur 10 environ). Lorsque les deux impulsions se rencontrent, leur interférence conduit à la génération d'une onde de battement. Cette onde est stationnaire et possède une longueur spatiale caractéristique de $\lambda_0/2$. Elle chauffe les électrons du plasma et leur communique suffisamment d'énergie pour qu'ils soient injectés dans l'onde plasma. On a donc une accélération en deux étapes : (i) les électrons sont pré-accélérés dans l'onde de battement à des énergies de l'ordre du MeV, (ii) ils sont alors suffisamment énergétiques pour être piégés puis accélérés dans l'onde plasma, jusqu'à des énergies de l'ordre de la centaine de MeV.

On peut développer un modèle hamiltonien pour décrire ces mécanismes [82, 85, 88]. Nous supposons tout d'abord que les impulsions laser sont décrites par leur potentiel vecteur normalisé $\mathbf{a}_{0,1}$, où les indices (0, 1) représentent respectivement l'impulsion pompe et l'impulsion d'injection. On suppose que les impulsions sont contre-propagatives selon la direction z ; les potentiels vecteurs s'écrivent alors

$$\mathbf{a}_{0,1} = a_{0,1}(\zeta_{0,1})[\cos(k_{0,1}\zeta_{0,1})\mathbf{e}_x + \sigma \sin(k_{0,1}\zeta_{0,1})\mathbf{e}_y] \quad (2.5)$$

où $\sigma = 0$ en polarisation linéaire et $\sigma = 1$ en polarisation circulaire, $k_0 = -k_1$ sont

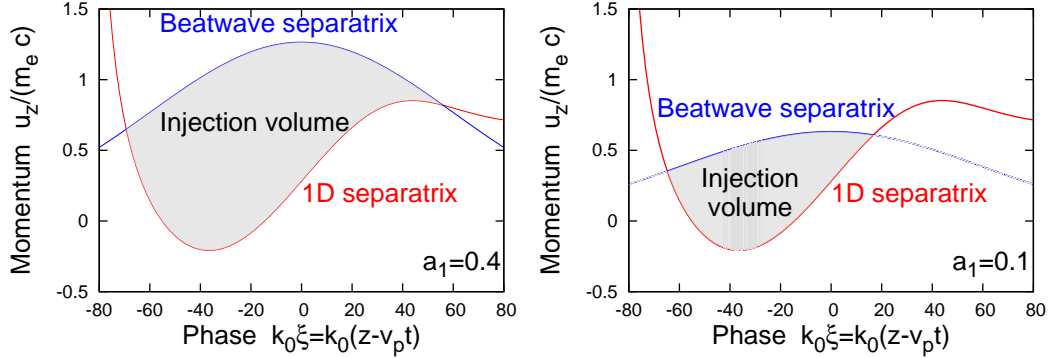


FIG. 2.4 – Principe de l’injection optique : recouvrement des séparatrices dans le cas de polarisations circulaires. On voit aussi l’évolution du volume d’injection pour des valeurs différentes de a_1 . Le calcul est fait en 1D pour $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

les vecteurs d’onde et $\zeta_{0,1} = z \pm v_p t$. Les deux impulsions ont la même fréquence ω_0 . Lorsque les deux impulsions se rencontrent, elles interfèrent et le champ laser résultant est $\mathbf{a}^2 = \mathbf{a}_0^2 + \mathbf{a}_1^2 + 2\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1$. Le dernier terme provient du battement et il disparaît lorsque les polarisations sont orthogonales. Lorsque les polarisations sont parallèles, l’onde stationnaire à $\lambda_0/2$ décrite précédemment apparaît. Si l’on néglige l’influence du potentiel plasma ϕ , le mouvement des électrons dans cette onde stationnaire peut être représenté par le Hamiltonien suivant :

$$H_b = \sqrt{1 + u_z^2 + \mathbf{a}^2} \quad (2.6)$$

où $u_z = p_z/mc$. Pour conserver des expressions analytiques, on fait l’hypothèse que les impulsions laser sont polarisées circulairement de sorte que $\mathbf{a}^2 = a_0^2 + a_1^2 + 2a_0a_1 \cos(2k_0z)$. La trajectoire le long de la séparatrice correspondant à ce mouvement est donnée par

$$u_z^{beat} = \pm \sqrt{2a_0a_1(1 - \cos 2k_0z)} \quad (2.7)$$

Le long de cette trajectoire, les électrons voient leur quantité de mouvement augmenter de Δu_z :

$$\Delta u_z = 4\sqrt{a_0a_1} \quad (2.8)$$

Selon les valeurs des amplitudes a_0 et a_1 , ce gain d’énergie peut être suffisant pour permettre l’injection dans les ondes plasma. En réalité, le critère d’injection est un peu plus compliqué : il faut que la séparatrice de l’onde de sillage et celle de l’onde stationnaire se recouvrent (voir figure 2.4). L’un des grands avantages de cette méthode est qu’elle donne aux expérimentateurs des « vis de réglages ». La figure 2.4 illustre par exemple la façon dont le volume d’injection varie lorsque l’on fait varier l’intensité du faisceau d’injection. Pour de grandes valeurs de a_1 les

électrons sont davantage chauffés dans le battement et le volume d'injection est grand. Cela se traduit par l'injection d'une plus grande charge (et aussi *a priori* par une dispersion en énergie plus grande). Concrètement, on peut utiliser les paramètres du faisceau d'injection pour régler la charge du faisceau d'électrons ou bien encore sa dispersion en énergie [83, 85].

La question de l'injection a été une préoccupation centrale de ma recherche des six dernières années. Sans méthode d'injection viable, les accélérateurs laser-plasma auraient, selon moi, peu d'avenir. Mon séjour postdoctoral, à Berkeley, avait d'ailleurs pour but la réalisation expérimentale de l'injection par collision d'impulsions. Après de nombreuses péripéties et problèmes laser, nous avons pu tenter cette expérience dès 2002, sans succès toutefois. Mais c'est sûrement cette première tentative qui m'a poussé à réitérer l'expérience en 2006, tout en tirant des leçons de ce premier échec. En 2006, nous avons démontré au LOA l'injection d'électrons par collision d'impulsions et depuis lors, quasiment toutes nos expériences ont été basées sur ce schéma. J'espère que ce travail aura un impact conséquent par la suite ; seul l'avenir nous le dira.

Passons maintenant à la description des expériences d'accélération d'électrons dans les ondes de plasma.

2.2 Accélérateur laser-plasma auto-injecté

Je décris ici les résultats obtenus entre 1999 et 2006 et pour lesquels les électrons étaient auto-injectés. Je distingue deux grands types de fonctionnement : (i) le sillage auto-modulé, dominé par les instabilités Raman et l'auto-modulation (ii) le régime de la bulle dans lequel le régime de cavitation est atteint.

2.2.1 Sillage auto-modulé (1999-2004)

Ces premières expériences d'accélération d'électrons ont été réalisées au LOA en 1999 [89]. Le montage expérimental est décrit en annexe A, sur la figure A.2. Le laser était focalisé à $I = 1.8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ à l'aide d'une courte focale ($f=30 \text{ cm}$). La tache focale était petite, $w_0 = 6 \mu\text{m}$, et la longueur de Rayleigh était d'environ $140 \mu\text{m}$. Les électrons étaient détectés à l'aide de diodes de Silicium placées dans le plan focal d'un spectromètre imageur (voir figure A.2). Les diodes à Silicium étant des détecteurs quasi ponctuels, elles donnaient le nombre de particules détectées à une énergie donnée (avec une bonne résolution en énergie de l'ordre de 1%) mais elles nous obligeaient à cumuler des données sur un grand nombre de tirs tout en faisant varier le champ magnétique du spectromètre pour pouvoir reconstituer un

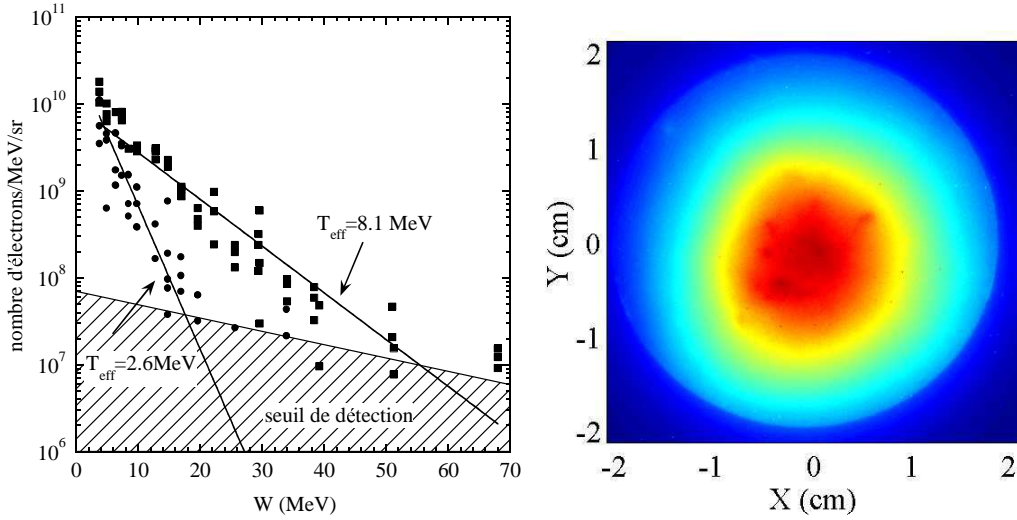


FIG. 2.5 – *Faisceaux d'électrons produits dans le régime du sillage auto-modulé. Gauche : spectres d'électrons mesurés avec une densité électronique de $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (cercles) et $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (carrés). Les lignes sont des fonctions exponentielles de la forme $\exp(-E/T_{eff})$. Droite : distribution spatiale du faisceau sur un écran LANEX. Divergence du faisceau à mi-hauteur : environ 14° .*

spectre entier. Les résultats typiques sont représentés sur la figure 2.5. On constate que la distribution en énergie des électrons est maxwellienne et qu'elle peut être caractérisée par une température effective T_{eff} . Le faisceau possède une divergence assez importante (environ 14° à mi-hauteur).

Dans le contexte de l'époque, ces résultats étaient très importants car ils montraient qu'il était possible de générer une source d'électrons avec un laser relativement compact et surtout à un taux de répétition élevé (10 Hz)⁷. Nous avons donc été parmi les premiers à obtenir de tels faisceaux (voir aussi les travaux de nos collègues allemands et américains dans les références [90, 91]). Néanmoins, comme on peut le voir, nous étions encore loin des performances d'un accélérateur conventionnel : le spectre en énergie était large ainsi que la divergence angulaire. Dans ces conditions, il était difficile d'envisager les applications de tels faisceaux.

En ce qui concerne la physique, nous opérons dans un régime à haute densité, avec $\omega_p \tau \gg 1$ et pour lequel les instabilités Raman et l'auto-focalisation relativiste étaient importantes. Le scénario était le suivant : l'instabilité Raman avant déclenche l'apparition des ondes plasma puis leur croissance jusqu'au déferlement, ce qui se traduit par le piégeage massif et l'accélération d'un faisceau d'électrons. Notons tout de même que le scénario peut différer selon la densité du plasma : pour

⁷Jusqu'à présent les faisceaux d'électrons avaient été produits sur de grosses installations avec des lasers Nd : verre, tirant une fois toutes les vingt minutes.

les très hautes densités, $n_e \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, l'accélération directe par le laser (*Direct Laser Acceleration* [92, 90, 93]) pouvait également jouer un rôle. On peut expliquer l'étalement spectral de la distribution par le fait qu'à ces densités, la longueur de déphasage ($30 \mu\text{m}$ à 10^{20} cm^{-3}) est beaucoup plus courte que la longueur de propagation (de l'ordre du mm). Les électrons se déphasent plusieurs fois lors de la propagation et finissent par se distribuer sur toutes les phases possibles, contribuant ainsi à ce large étalement spectral. De plus, dans ce régime, les électrons accélérés interagissent fortement avec l'impulsion laser, ce qui complique encore davantage la physique.

On comprend donc que pour obtenir de meilleurs résultats, il aurait fallu diminuer la densité pour augmenter la longueur de déphasage et s'éloigner de ce régime régi par les instabilités. Cela était impossible à l'époque : comme nous l'avons vu au chapitre précédent, lorsque l'on diminuait la densité, l'auto-focalisation ne se produisait plus. La longueur d'interaction, alors limitée à z_R , n'était pas suffisante pour atteindre l'auto-injection. Pour résumer les limites principales étaient les suivantes :

- Les impulsions étaient trop focalisées. Cela nuisait à l'auto-focalisation à basse densité. Il était donc impossible d'atteindre le régime de cavitation.
- L'injection résultait du déferlement qui intervenait après la croissance de l'onde plasma excitée par l'instabilité Raman avant. Les électrons accélérés se déphasaient rapidement et interagissaient avec le laser. Cela se traduisait par un étalement de la distribution en énergie.
- Le spectromètre à électrons utilisé ne nous permettait pas d'acquérir les spectres d'électrons en un seul tir et nous obligeait à moyenniser les données.

2.2.2 Régime de la bulle : faisceaux quasi monoénergétiques

Lorsque j'étais en postdoctorat, la situation était très similaire à Berkeley : les impulsions étaient trop focalisées et les spectres d'électrons étaient larges. À vrai dire, cela commençait à m'inquiéter car en cinq ans, la situation n'avait guère évolué et je commençais à douter de l'utilité de tout ce travail. Mais il a suffi de deux changements expérimentaux très simples pour que la situation évolue : (i) nous avons focalisé les impulsions avec une plus longue focale ($f=1\text{m}$), la tache focale mesurait alors $w_0 = 18 \mu\text{m}$ avec une longueur de Rayleigh de 1.2 mm (ii) nous avons remplacé le gros spectromètre à électrons par un simple petit aimant permanent et un écran phosphorescent (écran LANEX) couplé à une caméra CCD servait de détecteur. La figure 2.6 montre une photographie du montage utilisé.

Le premier point nous a permis de résoudre le problème de l'auto-focalisation à faible densité (voir chapitre précédent) et nous pouvions dorénavant travailler

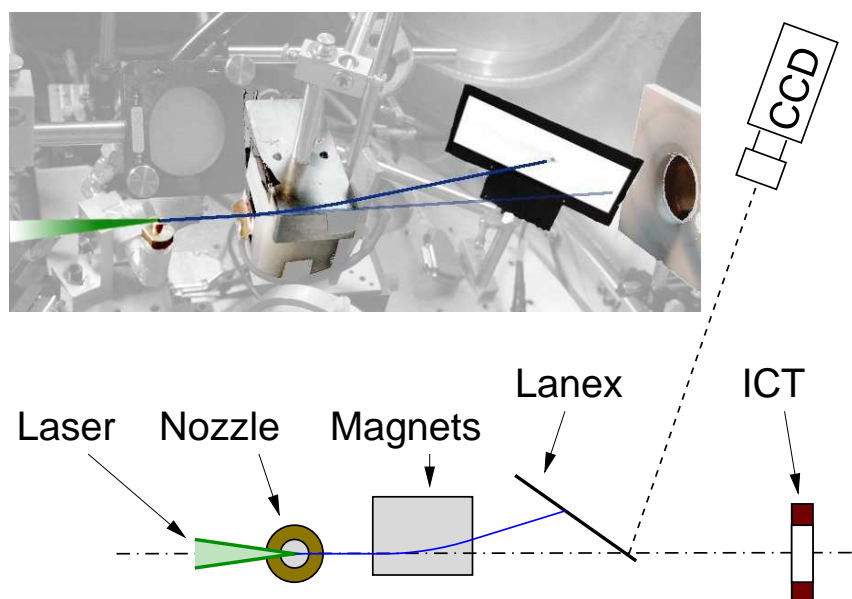


FIG. 2.6 – Une photographie du montage utilisé pour la production et la détection de faisceaux quasi monoénergétiques. L'impulsion laser est focalisée sur un waist de plus grande dimension à l'aide d'une longue focale ($f=1m$). La photographie montre la simplicité du spectromètre à électrons composé simplement d'un petit aimant permanent et d'un écran phosphore couplé à une caméra CCD.

dans un régime de basse densité $n_e \simeq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour lequel les impulsions étaient quasiment résonantes ($c\tau \simeq \lambda_p$). Cela nous a permis d'atteindre le régime de cavitation. Le deuxième point (changement de spectromètre) nous enseigne une leçon intéressante : il vaut mieux parfois mettre de côté la complexité pour obtenir les meilleurs résultats. En effet, ce nouveau système de détection était beaucoup moins performant que le gros spectromètre imageur que nous utilisions jusqu'à lors (en particulier en ce qui concerne la résolution instrumentale) mais il nous a permis d'obtenir la totalité du spectre des électrons sur chaque tir. Il a donc révélé des informations qui n'étaient pas accessibles auparavant. Ces expériences ont constitué une grosse partie de la thèse de Yannick Glinec, étudiant que j'ai co-encadré avec Victor Malka.

La figure 2.7 montre l'amélioration dramatique de la qualité du faisceau d'électrons lorsque l'on diminue la densité plasma, passant du régime du sillage auto-modulé au régime de cavitation [94, 95]. Pour la plus basse densité, on obtient un faisceau d'électrons très collimaté de divergence à mi-hauteur de 6 mrad. Je me souviens de mon émotion lorsque j'ai vu ces premiers résultats apparaître sur les écrans d'ordinateurs de la salle de contrôle : pour la première fois, nous avons

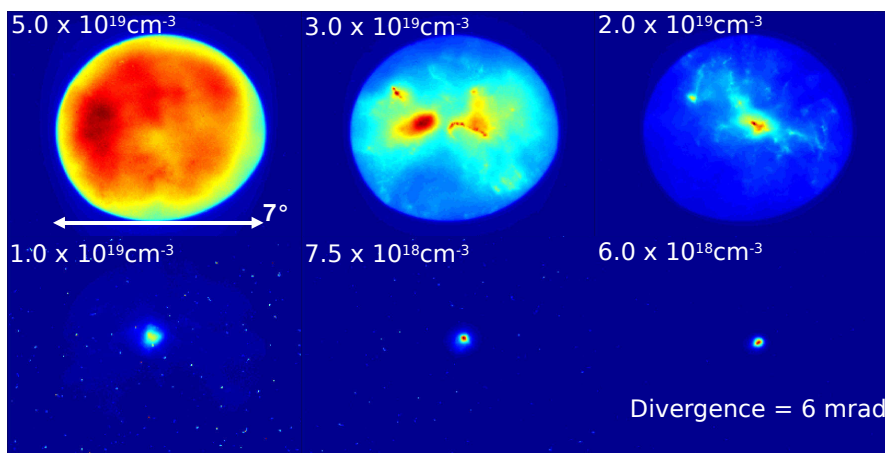


FIG. 2.7 – *Distribution spatiale du faisceau d'électrons en fonction de la densité plasma.*

réussi à générer des faisceaux d'électrons directionnels et de bonne qualité spatiale. De même, la figure 2.8 montre la façon dont la distribution en énergie du faisceau évolue lorsque l'on modifie la densité électronique. Là encore, on peut observer une impressionnante amélioration de la qualité spectrale du faisceau lorsque la densité atteint $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$: quasiment tous les électrons sont accélérés à une énergie proche de 200 MeV. Cette figure est intéressante car elle permet de visualiser la transition entre le régime du sillage auto-modulé et le régime de la bulle : à haute densité, le faisceau possède une grande divergence et un étalement en énergie de 100%. À mesure que l'on diminue la densité, le spectre s'étale vers les plus hautes énergies. Cela traduit simplement la loi d'échelle simple du gain en énergie $\Delta E \propto n_e^{3/2}$, qui spécifie qu'à plus basse densité, la longueur de déphasage est plus grande et que les électrons peuvent atteindre des énergies plus importantes. Lorsque l'on continue à baisser la densité ($n_e < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), des composantes piquées commencent à apparaître et la divergence du faisceau devient plus faible. Finalement à $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on observe vraiment une transition avec un faisceau beaucoup plus collimaté et avec une composante quasi monoénergétique qui domine la distribution [94].

Pour obtenir les spectres, il faut déconvoluer les images obtenues sur l'écran LANEX [96]. La déconvolution de l'image correspondant à la densité $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nous donne un spectre quasi monoénergétique à 170 MeV, comme le montre la figure 2.9. La dispersion relative en énergie était de 24% mais cette valeur était limitée par la résolution du spectromètre (barre d'erreur rouge sur la figure). La charge, mesurée à l'aide d'un intégrateur de charge avait été estimée à 500 pC dans le pic monoénergétique. Nous nous sommes par la suite rendu compte

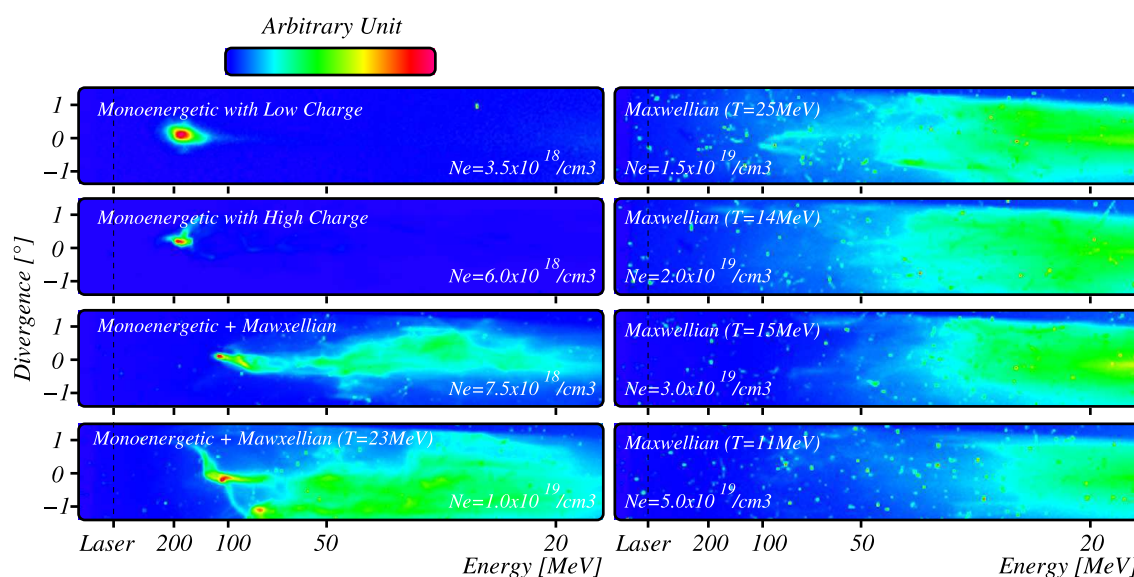


FIG. 2.8 – Distribution en énergie du faisceau d'électrons en fonction de la densité plasma. On passe du régime du sillage auto-modulé (large spectre, grande divergence angulaire) au régime de la bulle (spectre quasi monoénergétique, divergence faible $\simeq 5$ mrad).

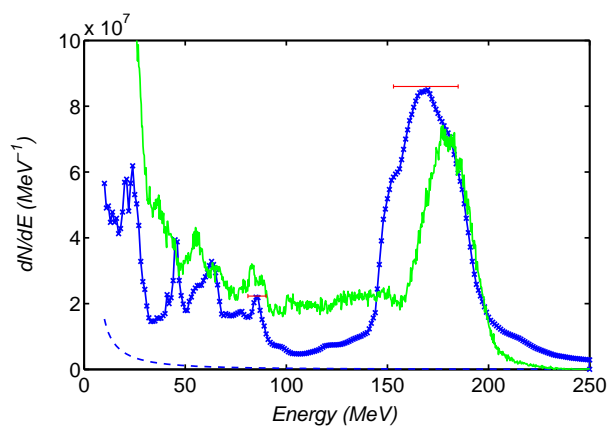


FIG. 2.9 – Le spectre expérimental déconvolué (courbe bleue) pour $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et le spectre simulé (courbe verte). La barre rouge représente la résolution expérimentale.

que cette valeur était surestimée car notre détecteur était sensible au bruit électromagnétique issu de l'interaction. Une calibration ultérieure de l'écran LANEX [96], nous a permis de conclure que la charge dans le pic monoénergétique était plutôt de l'ordre de 100 pC.

Alexander Pukhov a simulé les résultats de cette expérience à l'aide de son

code PIC en trois dimensions [94]. Cela a permis d'élucider certains aspects de l'interaction laser plasma. Le scénario de l'accélération peut être décrit comme suit : (i) au début de la simulation, l'impulsion laser, de $9 \mu\text{m}$ de long est quasiment résonante avec l'onde plasma ($\lambda_p = 13.6 \mu\text{m}$), mais sa dimension transverse ($21 \mu\text{m}$ à mi-hauteur) est plus grande que λ_p , (ii) au cours sa propagation, l'impulsion laser s'auto-focalise et se raccourcit temporellement (voir figure 2.10a). L'impulsion voit donc son diamètre diminuer et son intensité augmenter d'un facteur 10 environ. (iii) elle est maintenant résonante avec l'onde plasma et la force pondéromotrice expulse tous les électrons, créant ainsi une bulle de plasma ; on est dans le régime de cavitation (voir figure 2.10b). (iv) La densité à l'arrière de la bulle devient suffisamment importante pour que le déferlement se produise, les électrons sont injectés et accélérés, figure 2.10b. (v) lorsqu'un grand nombre d'électrons a été injecté, la charge du faisceau déforme la bulle de plasma et l'allonge (*beam loading*). Cela stoppe l'injection d'une part, et change la vitesse de phase effective de l'onde plasma d'autre part. Ce dernier point provoque le déphasage des électrons par rapport à la structure accélératrice et la rotation dans l'espace des phases conduit à une accumulation des électrons à une énergie donnée (*bunching*), voir figure 2.10c. D'autre part, les simulations montrent bien que dans ces conditions expérimentales, l'impulsion laser est suffisamment courte devant λ_p , de sorte que les électrons, situés vers l'arrière de la bulle, interagissent peu avec le laser. Cela contribue à une accélération « plus propre » dans la mesure où l'interaction laser-électrons ne vient pas perturber l'accélération par le champ électrique de l'onde plasma [44, 97].

On constate donc que la physique de la création des faisceaux d'électrons dans le régime de la bulle est relativement complexe : elle résulte de l'évolution non linéaire de l'impulsion, du déferlement puis de la dynamique complexe des particules et des champs qui leur sont associés. On voit apparaître des concepts fondamentaux comme le *beamloading* [98, 99] et la rotation dans l'espace des phases. Le résultat principal de ces expériences, la génération de faisceaux quasi monoénergétiques a été très marquant car il montre pour la première fois que des faisceaux de bonne qualité peuvent être produits dans un accélérateur laser-plasma. Il est amusant de constater que nous avons obtenu ces données en 2004 et presque au même moment, nos collègues anglais de l'Imperial College et américains de Berkeley présentaient des résultats similaires [100, 101]. Les trois articles sont donc parus dans le même numéro de *Nature* et le sujet a fait la couverture. Depuis, de nombreux groupes ont obtenus des résultats similaires, voir par exemple les références [102, 103, 104, 105, 106] (la liste n'est pas exhaustive).

Je résume ici les raisons physiques pour lesquelles un faisceau d'électrons quasi monoénergétique a été obtenu :

- Dans le régime de la bulle, l'injection par déferlement est localisée spatialement (à l'arrière de la bulle), et temporellement (le mécanisme de *beam load-*

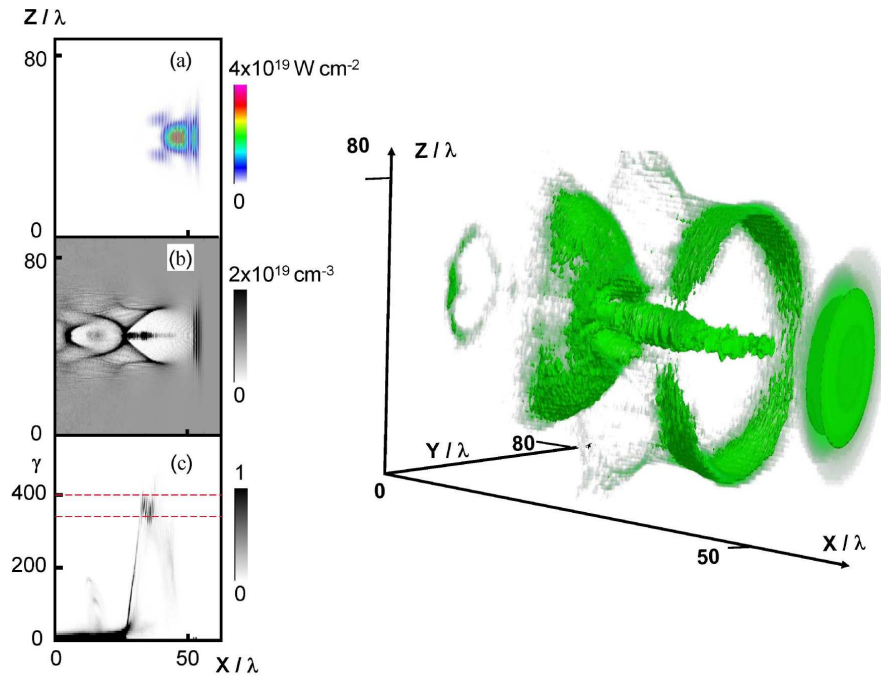


FIG. 2.10 – *Simulation PIC 3D de l'interaction laser plasma. Ici X représente la direction de propagation et Z est la direction de polarisation. L'impulsion se propage de la gauche vers la droite. a) : distribution spatiale de l'intensité laser. b) : distribution de la densité électronique, on distingue l'onde plasma générée par l'impulsion laser ainsi que le faisceau d'électrons piégés. c) : distribution des électrons dans l'espace des phases (γ , X). Image de droite : représentation d'isosurfaces de la densité électronique. On visualise bien la structure de bulle de l'onde plasma et les électrons piégés au centre.*

ing stoppe l'injection).

- La rotation dans l'espace des phases conduit à une « compression » de la distribution des électrons autour d'une énergie donnée.
- Le rapport L_0/λ_p étant faible, l'interaction entre le laser et les électrons est minimisée, ce qui favorise la qualité spatiale et spectrale du faisceau.

2.3 Accélérateur laser-plasma injecté par collision d'impulsions laser

Assez rapidement, dans le régime de la bulle, nous avons été confrontés au problème de la stabilité. Comme nous l'avons vu précédemment, le déferlement n'est pas un mécanisme simple à maîtriser. Expérimentalement, nous nous sommes vite

aperçus que les spectres quasi monoénergétiques n'étaient pas très stables (même s'ils étaient reproductibles) : l'énergie du pic variait tir à tir, parfois plusieurs pics se formaient et dans certains cas, une forte composante à spectre large pouvait apparaître. Cela s'explique facilement par les fluctuations du système : une fluctuation de l'énergie laser, de la durée d'impulsion ou même de la tache focale, se traduit par une évolution non linéaire différente et finalement par une injection différente. Tir à tir, l'injection peut donc avoir lieu à des endroits différents dans le plasma, expliquant les variations de l'énergie du pic dans la distribution des électrons. Bien sûr, il semble évident qu'un laser très stable devrait mener à une accélération très stable. De plus, en s'affranchissant de l'évolution non linéaire, nécessaire dans les expériences actuelles, la stabilité devrait également être accrue. Cela nécessiterait de choisir des paramètres laser et plasma qui permettrait d'entrer dans le régime de cavitation dès le début de l'interaction.

Mais nous ne disposons pas d'un laser particulièrement stable, et accéder au régime de la bulle sans s'appuyer sur l'évolution non linéaire de l'impulsion était hors de portée. Il nous fallait donc trouver d'autres moyens et c'est comme cela que nous nous sommes mis en tête de réaliser l'expérience d'injection par collisions de faisceaux. Cela comportait bien sûr une prise de risque puisque l'expérience avait été tentée auparavant, mais jamais réussie. En 2006, j'ai donc monté l'expérience avec deux étudiants : Clément Rechatin et Andreas Norlin [86, 87, 88]. Le dispositif est schématisé sur la figure 2.11.

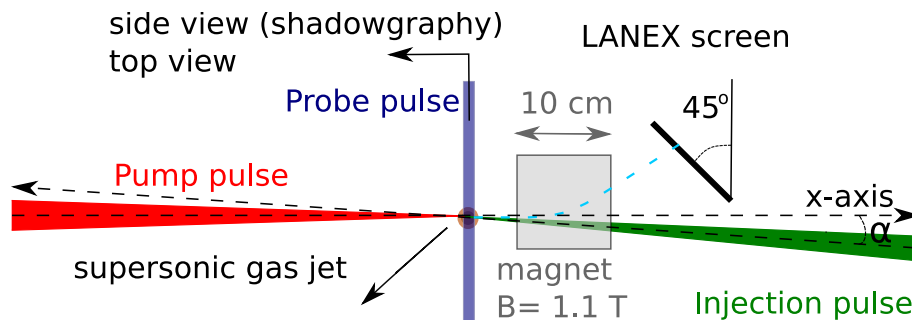


FIG. 2.11 – Schéma de l'expérience de collision d'impulsions. L'impulsion pompe se propage de gauche à droite, l'impulsion d'injection se propage de droite à gauche. Une troisième impulsion laser de sonde est envoyée à 90° . Les paramètres expérimentaux typiques sont $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, durées d'impulsions 30 fs, densité de $5 - 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Sur le montage expérimental, on reconnaît les principaux diagnostics : (i) spectromètre à électrons composé d'un aimant et d'un écran LANEX, (ii) diagnostics optiques d'imagerie du plasma selon une vue de dessus et une vue de côté, (iii) ombroscopie du plasma à l'aide d'un troisième faisceau laser qui sert de sonde. Ce faisceau permet de synchroniser les deux impulsions laser et de réaliser le re-

couvrement des faisceaux dans le plan vertical. Les deux impulsions laser étaient focalisées à l'aide d'optiques de longues focales ($f=1$) de façon à travailler avec des taches focales ($\simeq 18 \mu\text{m}$ à mi-hauteur pour le pompe et $\simeq 30 \mu\text{m}$ à mi-hauteur pour le faisceau d'injection) et des longueurs de Rayleigh relativement grandes (quelques millimètres), ce qui facilite grandement le recouvrement des deux impulsions. La première expérience de démonstration a été réalisée dans une géométrie contre-propagative (sur la figure $\alpha = 0$). Cela introduisait des contraintes fortes sur l'expérience car une partie importante de l'énergie laser était redirigée vers le laser, qu'il fallait donc protéger avec un rotateur de Faraday. Par la suite, nous avons aussi réalisé des expériences avec $\alpha = 4.5^\circ$, ce qui permettait de diminuer les dangers pour le laser. Il n'y a pas de différences majeures entre ces deux expériences en dehors de l'angle entre les deux faisceaux et les résultats sont très similaires.

2.3.1 Résultats expérimentaux

Je me souviens encore très bien du jour où nous avons démontré l'injection par collision d'impulsions pour la première fois. L'expérience avait fonctionné dès notre première tentative et les faisceaux d'électrons étaient extrêmement stables par rapport à ceux que nous avons observés jusqu'à lors : tous les tirs produisaient des faisceaux monoénergétiques et l'énergie variait très peu tir à tir. En plus, nous étions capables de modifier l'énergie du faisceau en jouant simplement sur une ligne à retard. C'était fantastique ! Je me souviens d'avoir peu dormi cette nuit là, essayant d'imaginer les conséquences de notre découverte, mais aussi pensant à ce que l'on pourrait faire le lendemain sur l'expérience.

J'aborde maintenant les résultats expérimentaux selon une présentation non chronologique mais qui me paraît plus didactique.

Visualisation de la collision

Commençons tout d'abord par les diagnostics optiques de la collision. Sur le graphe en haut à gauche de la figure 2.12, on voit l'image du plasma formée par la lumière diffusée. On y remarque la diffusion Thomson du faisceau pompe (fort signal rouge à gauche de l'image), la diffusion Thomson du faisceau d'injection, plus faible, et finalement, un point lumineux provenant de la collision des deux lasers. La succession des images du plasma ainsi que la figure de droite montre également que l'on peut déplacer ce point de collision en modifiant le retard entre les deux impulsions. En augmentant le retard, la collision se fait plus loin dans le plasma. Il est donc remarquable de voir que l'on peut contrôler et mesurer à loisir l'endroit auquel on réalise la collision. Cela signifie que l'on peut contrôler le point d'injection et la longueur d'accélération.

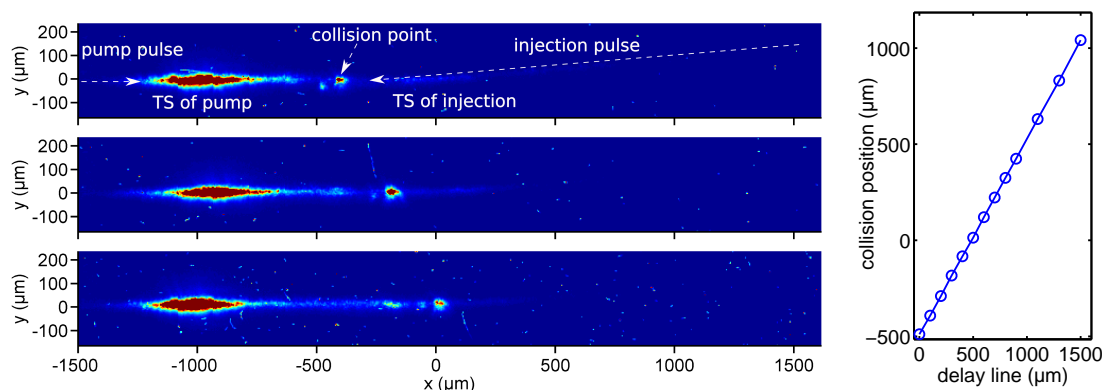


FIG. 2.12 – *Gauche* : images de la lumière diffusée par le plasma selon une vue de dessus pour différents retards entre les deux impulsions. *Grappe de droite* : le déplacement du point de collision en fonction du mouvement de la ligne à retard.

L'interprétation physique de ce rayonnement issu de la collision est encore à affiner mais l'expérience montre qu'il s'agit de lumière diffusée par le réseau de densité qui s'établit pendant que les impulsions laser interfèrent à la collision⁸.

Injection et stabilité

Une fois que le recouvrement spatial et temporel des deux impulsions laser est assuré, on peut se pencher sur l'injection des électrons. La figure 2.13 montre des résultats typiques. Tout d'abord, il faut s'assurer que l'on ne se trouve pas dans un régime d'auto-injection qui masquerait l'injection contrôlée. Pour ce faire, on utilise seulement l'impulsion pompe et on réduit la densité plasma pour passer en dessous du seuil d'auto-injection⁹. Pour nos paramètres expérimentaux, cette condition est assurée pour $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et à cette densité, nous n'observons pas de faisceau d'électrons auto-injecté, voir figure 2.13a. Dans ces conditions, l'ajout de l'impulsion laser d'injection se traduit par l'apparition d'un faisceau accéléré d'environ 120 MeV, figure 2.13b. La stabilité de ce faisceau est remarquable : on en a un aperçu en regardant les figures 2.13b, c, d qui montrent les faisceaux d'électrons obtenus pour trois tirs consécutifs dans les mêmes conditions. Les spectres déconvolués sont présentés sur le graphe à droite de la figure 2.13. Pour avoir une meilleure idée des fluctuations du faisceau, nous présentons sur la table 2.2 les résultats d'une statistique effectuée sur 20 tirs consécutifs. Nous voyons en particulier

⁸Cette lumière disparaît lorsque l'on croise les polarisations des deux impulsions, éliminant alors la figure d'interférence et le réseau de densité correspondant.

⁹Concrètement, en diminuant la densité plasma, on diminue l'auto-focalisation et en dessous d'un seuil donné, l'impulsion n'est plus assez intense, car pas assez auto-focalisée, pour provoquer le déferlement.

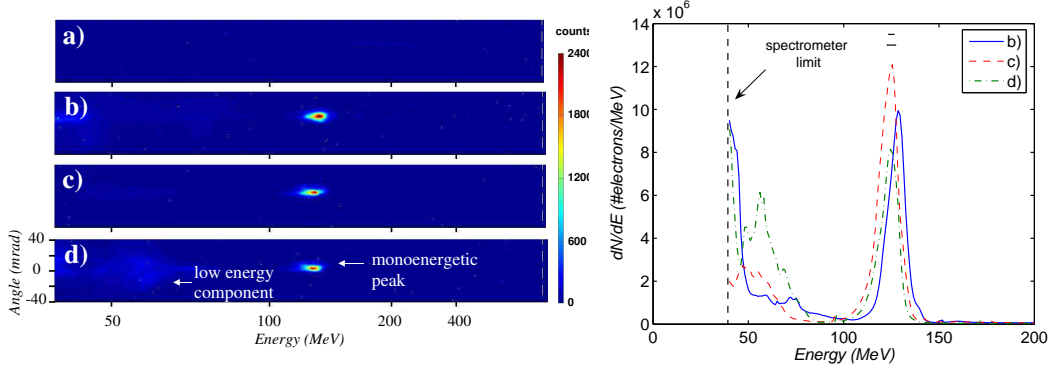


FIG. 2.13 – *Gauche* : spectres d'électrons bruts obtenus sur le LANEX à $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. a) Sans laser d'injection : pas de faisceau d'électrons. b), c), d) avec laser d'injection : on obtient un faisceau d'électrons quasi monoénergétique et stable. Droite : les spectres d'électrons déconvolués. Barre d'erreur du haut : incertitude sur la précision en énergie ; barre d'erreur du bas : résolution du spectromètre à 120 MeV.

que l'énergie du pic ne varie que d'environ 5%, ce qui est une caractéristique que nous avons souvent retrouvée dans nos expériences. Nous avons par ailleurs estimé que les paramètres laser, et en particulier l'intensité variait de 5 – 10% rms¹⁰.

Énergie du pic	$117 \pm 7 \text{ MeV}$
Dispersion en énergie (FWHM)	$11 \pm 2\%$
Charge	$19 \pm 6.8 \text{ pC}$
Divergence	$5.8 \pm 2 \text{ mrad}$
Stabilité du pointé	$0 \pm 2 \text{ mrad}$

TAB. 2.2 – *Statistiques des paramètres du faisceau d'électrons sur 20 tirs consécutifs. Les données sont présentées sous la forme $\langle X \rangle \pm \sigma_X$ où $\langle X \rangle$ et σ_X sont la moyenne et la déviation standard d'un paramètre X .*

Remarquons que ces résultats de stabilité, que nous considérons comme très importants, ont dérangé notre communauté scientifique car ils « diminuaient » en quelque sorte l'impact des résultats des autres groupes qui continuaient d'opérer dans des régimes d'auto-injection. La stabilité est tout d'un coup devenue une caractéristique que tout le monde prétendait détenir, comme en témoignent les nombreux articles qui parurent sur ce thème après la publication de nos résultats

¹⁰Les fluctuations laser n'avaient pas été mesurées simultanément dans cette expérience. Mais nous avons depuis réalisé des mesures simultanées de fluctuations du laser et du faisceau d'électrons. Ces dernières donnent des résultats similaires. Plus précisément, nous avons mesuré que des fluctuations de 10 – 15% rms sur l'intensité laser se traduisent par des fluctuations de 5% rms sur l'énergie du faisceau d'électrons.

[107, 108, 109, 106, 105]. Tout de même, à y regarder de plus près, même si les résultats dans le régime d'auto-injection étaient plus stables que lors des premières expériences, la qualité du faisceau était nettement moins bonne que celle de nos expériences d'injection contrôlée [108, 109, 106]. Il est cependant incontestable que les lasers devenant plus stables, des progrès ont été effectués dans ce domaine¹¹. Cela ne remet absolument pas en cause notre travail : l'injection contrôlée avec un laser extrêmement stable conduira à un faisceau d'électrons encore plus stable et encore mieux contrôlé.

2.3.2 Tests expérimentaux du mécanisme d'injection

Afin de valider le mécanisme d'injection par collision d'impulsions, nous avons réalisé quelques tests simples. Par exemple, si l'on désaligne les deux faisceaux de sorte qu'ils ne se recouvrent plus, l'injection disparaît [87]. Un test plus intéressant consiste à jouer avec la polarisation : on s'attend à ce que l'injection disparaisse lorsque les faisceaux pompe et d'injection ont des polarisations croisées. En effet, avec les lasers de polarisations croisées, l'onde de battement n'existe pas et il n'y a donc pas d'entité physique pour chauffer les électrons et les injecter. C'est bien ce que nous observons sur la figure 2.14 : en polarisations croisées, le pic monoénergétique disparaît [86]. Il ne reste plus qu'une faible composante de spectre large à basse énergie. Des études plus approfondies [110, 111] nous ont appris que la

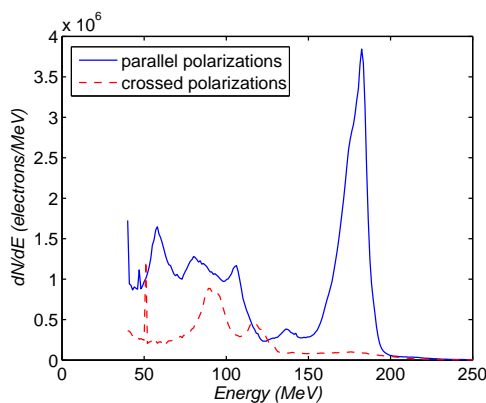


FIG. 2.14 – Spectres de faisceaux d'électrons obtenus avec des polarisations parallèles et croisées.

réalité était en fait plus compliquée : avec des polarisations croisées, il est tout de

¹¹Pour être précis, le groupe de Berkeley dans la référence [107] rapporte que leurs faisceaux étaient de bonne qualité et stables. En réalité, ils effectuent une pré-sélection des « bons tirs » pour réaliser leurs statistiques, ce qui diffère de notre manière de procéder (nous ne réalisons aucune sélection).

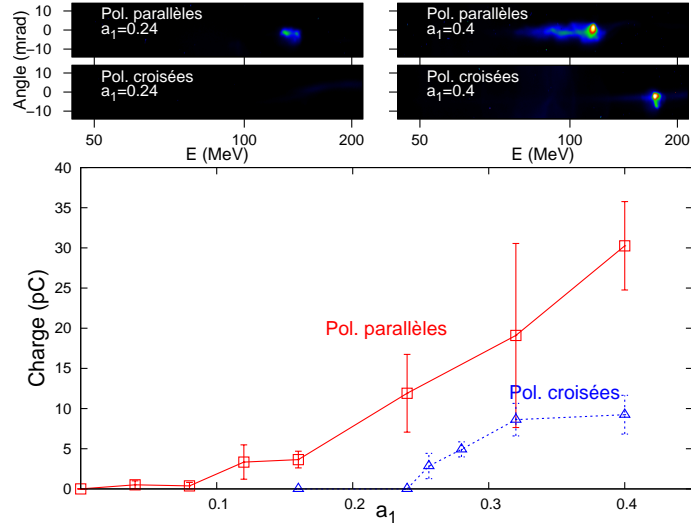


FIG. 2.15 – Évolution de la charge du faisceau en fonction de l'amplitude du faisceau d'injection a_1 avec des polarisations parallèles et des polarisations croisées. Les images du haut montrent les spectres électroniques pour $a_1 = 0.4$ (gauche) et $a_1 = 0.24$ (droite).

même possible d'injecter des électrons mais le seuil d'injection (en terme de valeur a_0 et a_1) est plus élevé. Les phénomènes physiques sont assez compliqués et je ne veux pas rentrer dans les détails, le lecteur intéressé pourra se référer aux références [110, 111]¹². La figure 2.15 montre la façon dont la charge du faisceau d'électrons varie lorsque l'on modifie l'amplitude du faisceau d'injection a_1 . Avec des polarisations croisées, le seuil d'injection est situé autour de $a_1 = 0.08$ alors qu'il est à $a_1 = 0.24$ avec des polarisations parallèles. Un croisement de polarisation se traduit donc par la disparition du faisceau si l'on est en dessous du seuil ou bien par une diminution nette de la charge si l'on est au-dessus du seuil. Ces résultats ont été très bien reproduits par des simulations PIC et confirment notre compréhension des phénomènes en jeu. En particulier, ce rôle de la polarisation confirme bien le scénario de pré-chauffage dans l'onde de battement lors de l'interférence entre les deux impulsions.

¹²En résumé : en polarisations croisées, le chauffage stochastique a tout de même lieu, même s'il est nettement moins efficace qu'en polarisations parallèles. De plus, l'inhibition de l'onde de sillage (voir section 2.3.5) est moindre en polarisations croisées qu'en polarisations parallèles, ce qui facilite le piégeage.

2.3.3 Contrôle des paramètres

Contrôle de l'énergie du faisceau

Outre la stabilité, un énorme avantage de l'injection par collision d'impulsions est la flexibilité qu'elle donne, offrant aux expérimentateurs de véritables « vis de réglages ». La première, la plus évidente, est liée à la possibilité de contrôler la position de l'injection et donc la longueur d'accélération. Cela permet ainsi de contrôler l'énergie du faisceau d'électrons, comme on peut le voir sur la figure 2.16. Pour l'instant, le contrôle de l'énergie n'est pas complètement décorrélé d'autres paramètres tels que la charge. Par exemple, la charge est de 60-80 pC pour des énergies plus basses que 100 MeV, de 15-30 pC entre 100 et 200 MeV et inférieure à 10 pC au-delà de 200 MeV. Les simulations PIC 3D réalisées par le groupe d'Erik Lefebvre avec le code CALDER [112] ont montré que cette variation de la charge était essentiellement due à l'évolution non linéaire de l'impulsion au cours de sa propagation [113].

La figure 2.17 récapitule l'ensemble des données obtenues pour le contrôle de l'énergie : la courbe rouge représente l'énergie du faisceau quasi monoénergétique en fonction de la position de collision et la courbe bleue, l'évolution de la dispersion relative de l'énergie. Le gain d'énergie est de 190 MeV en $700 \mu\text{m}$, ce qui nous permet d'estimer le champ accélérateur moyen des ondes de plasma, soit $E_z = 270 \text{ GV/m}$. Ce résultat est particulièrement élégant : ici l'injection contrôlée nous permet d'utiliser les électrons pour sonder l'amplitude du champ électrique associé à l'onde plasma. La dispersion relative en énergie, $\Delta E/E$, diminue avec l'énergie car $\Delta E \simeq 10 - 20 \text{ MeV}$ semble rester constante au cours de l'accélération¹³.

Contrôle de la charge et de la dispersion en énergie

Comme nous l'avons vu plus haut (section 2.1.4), on peut utiliser l'amplitude du faisceau d'injection a_1 pour régler le volume d'injection en chauffant plus au moins les électrons pendant le battement des deux impulsions laser. Ainsi, en augmentant le volume d'injection (i.e. en augmentant a_1), la charge injectée doit augmenter. De plus, un volume d'injection plus grand doit également se traduire par une dispersion en énergie plus importante. On dispose donc d'une vis de réglage, a_1 , qui nous permet de contrôler la charge, tout en modifiant la dispersion en énergie. En principe, ce réglage n'affecte pas l'accélérateur puisque l'impulsion pompe et

¹³Cela est vrai pour les données présentées ici, mais ce comportement de conservation de ΔE n'est pas forcément général : nous avons observé des variations de la dispersion en énergie dans d'autres données.

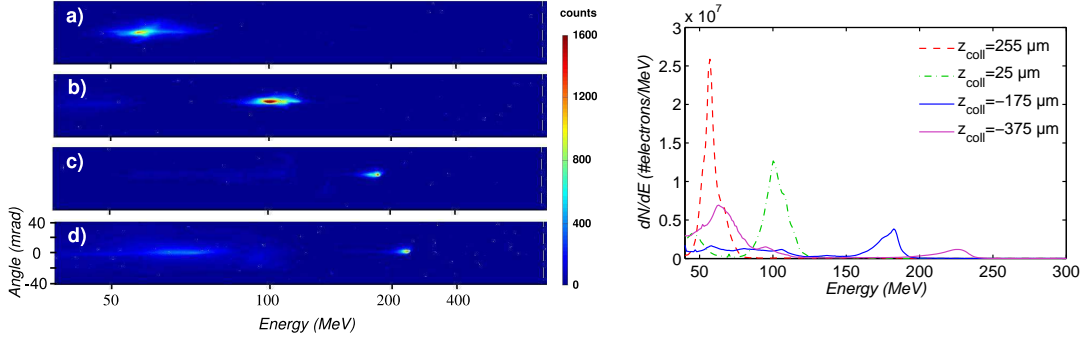


FIG. 2.16 – Gauche : faisceaux d'électrons obtenus en variant la position de collision, et les spectres correspondants (image de droite). a) $z_{coll} = -375 \mu\text{m}$, b) $z_{coll} = -175 \mu\text{m}$, c) $z_{coll} = 25 \mu\text{m}$, d) $z_{coll} = 255 \mu\text{m}$. Ici, $z_{coll} = 0$ correspond au centre du jet de gaz et $z_{coll} = -800 \mu\text{m}$ à l'entrée du jet, là où commence le plateau.

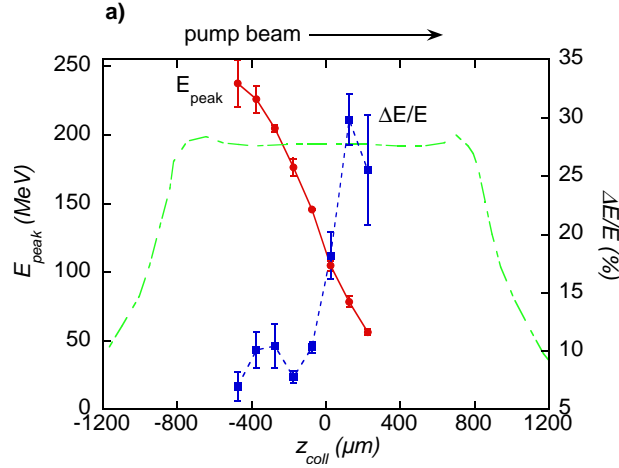


FIG. 2.17 – a) Évolution de l'énergie du pic monoénergétique (trait plein rouge) et de la dispersion d'énergie relative $\Delta E/E$ (trait hachuré bleu) en fonction de la position de collision. La courbe verte représente le profil de densité électronique du plasma (mesuré par interférométrie). Chaque point est moyenné sur 3 – 4 tirs et les barres d'erreur représentent la déviation standard.

les conditions plasmas restant identiques, on devrait aboutir au même champ accélérateur¹⁴. Nous avons réalisé cette expérience dans une géométrie où les deux impulsions laser sont contre-propagatives avec un angle de $\alpha = 4.5^\circ$ [114]. Nous avons d'ailleurs montré que malgré le petit angle α , il est encore possible de régler l'énergie du faisceau d'électrons, comme sur la figure 2.17. L'amplitude du faisceau d'injection était ajustée en jouant sur l'énergie du faisceau d'injection à l'aide

¹⁴La réalité est un peu plus complexe : lorsque l'on augmente la charge du paquet d'électrons, le *beam loading* intervient et déforme le champ accélérateur.

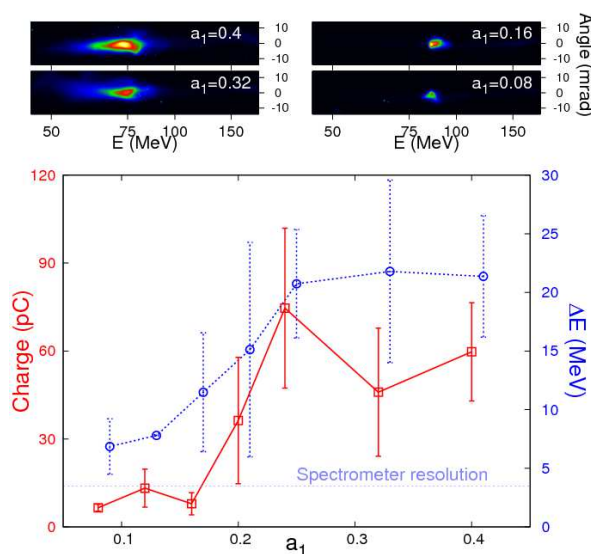


FIG. 2.18 – *Haut* : faisceaux d'électrons typiques pour différentes amplitudes du faisceau d'injection a_1 . *Bas* : évolution de la charge (trait plein rouge) et de la dispersion d'énergie ΔE (trait pointillé bleu) en fonction de l'amplitude du faisceau d'injection a_1 .

d'une lame demi-onde et d'un polariseur placés avant le compresseur à réseau. La figure 2.18 présente des résultats typiques de contrôle de la charge du faisceau à une énergie de 70-80 MeV. L'énergie varie peu¹⁵ alors que la charge peut être ajustée de 0 à 80 pC. Comme prévu, la dispersion en énergie suit le comportement de la charge : elle augmente avec la charge, d'environ 5 MeV (limite de résolution du spectromètre) à 20 MeV. Nous avons reproduit ce type de résultats pour des énergies différentes du faisceau d'électrons, dans la gamme 100-200 MeV.

Nous avons également été capables de réaliser un réglage de la charge similaire en jouant sur la polarisation du faisceau d'injection : lorsque les polarisations sont croisées, le chauffage est minimal et la charge est la plus basse. Au contraire, lorsque les polarisations sont parallèles, la charge injectée est plus importante.

Un spectromètre à électrons doublement focalisant, développé par le groupe du Laboratoire Leprince Ringuet, nous a permis d'obtenir une meilleure résolution sur les mesures de distribution en énergie. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de régler les paramètres d'injection pour atteindre des dispersions en énergies de seulement 1% FWHM autour de 200 MeV (avec néanmoins de faibles charges, typiquement < 10 pC) [114].

¹⁵Elle diminue un peu tout de même lorsque la charge est forte. Cela est dû au *beam loading* comme nous le verrons dans la section suivante.

2.3.4 Vers des analyses fines : le *beam loading*

Comme nous venons de le voir, l'injection par collision d'impulsions laser nous donne de puissants moyens de contrôle des paramètres du faisceau. Cela est bien sûr très important si l'on se place dans l'optique d'un ingénieur qui aimerait construire un accélérateur laser-plasma. Mais un autre avantage de ce contrôle accru est la possibilité qu'il nous donne d'étudier la physique de l'accélérateur. En particulier, les électrons peuvent être utilisés comme des sondes du champ électrique, nous donnant ainsi accès à une analyse fine des phénomènes en jeu.

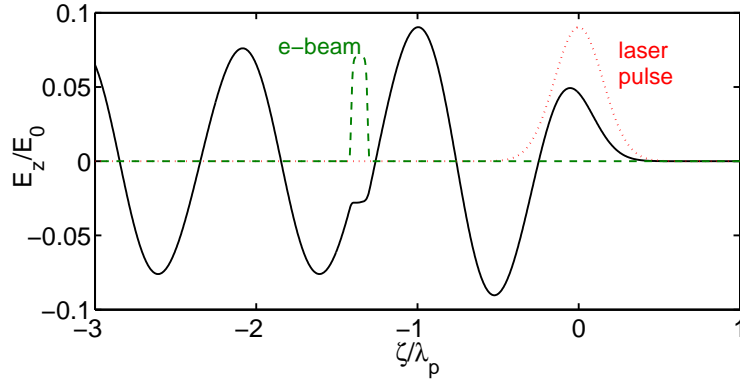


FIG. 2.19 – Déformation d'une onde plasma (courbe noire) en présence d'un faisceau d'électrons (courbe verte). Le laser et le faisceau d'électrons se déplacent de la gauche vers la droite.

Un phénomène crucial dans les accélérateurs laser-plasma est le *beam loading* [98, 99]. Il s'agit de la déformation de l'onde plasma due à la présence d'un faisceau de particules chargées. La charge d'espace associée au faisceau repousse les électrons de l'onde plasma et participe ainsi à la déformation du champ électrique accélérateur. L'équation ci-dessous, obtenue dans le régime linéaire ($a^2 \ll 1$ et $n_b/n_0 \ll 1$, où n_b est la densité du faisceau d'électrons), décrit la perturbation de densité dans le sillage d'une impulsion laser et en présence d'un faisceau de particules

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n}{n_0} = c^2 \nabla^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2} - \omega_p^2 \frac{n_b}{n_0} \quad (2.9)$$

Le deuxième terme, dû à la présence du faisceau d'électrons, peut complètement compenser le premier. Dans ce cas, l'onde de plasma a une amplitude nulle derrière le faisceau d'électrons. Ce phénomène fixe donc une limite sur la charge qui peut être accélérée dans une onde de plasma. À partir de l'équation 2.9, on peut estimer quelle est la charge maximale que l'on peut accélérer : $Q \simeq a_0^2 n_0 V / 8$, où V est le

volume du faisceau d'électrons¹⁶.

La figure 2.19 nous montre une solution de l'équation 2.9 en présence d'un faisceau d'électrons. À la position du faisceau, le champ électrique est localement déformé. Sur l'exemple de la figure 2.19, le champ auquel sont soumis les électrons est aplati. Cela signifie que les particules du paquet sont toutes soumises au même champ accélérateur et que dans une telle situation, la dispersion en énergie sera minimale. Il apparaît donc que le *beam loading* fixe une limite sur la charge mais permet également d'optimiser la dispersion en énergie si la densité de charge du paquet d'électrons est adéquate. À l'opposé, si la densité de charge n'est pas optimale, le *beam loading* peut contribuer à un étalement de l'énergie du faisceau pendant l'accélération : le champ électrique n'est plus plat dans ce cas là.

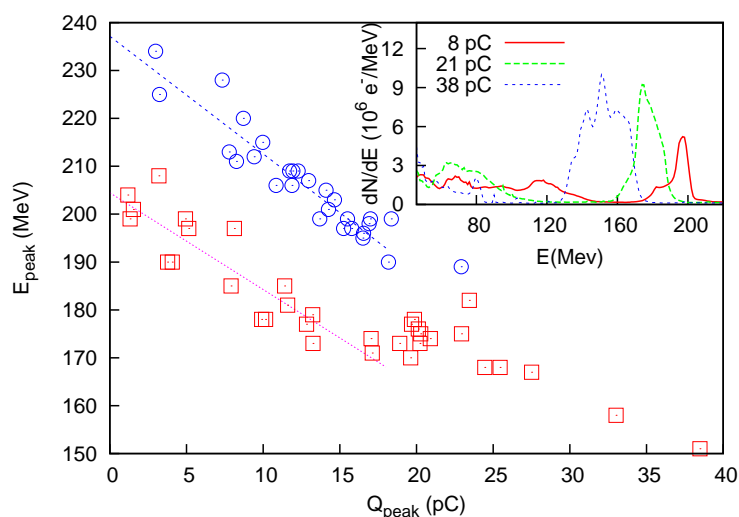


FIG. 2.20 – Évolution de l'énergie du faisceau en fonction de sa charge pour un scan en a_1 (carrés rouges) ou bien sans rien changer, en ne regardant que les fluctuations du faisceau (ronds bleus). Encart : des spectres typiques obtenus pour différentes charges.

On comprend donc bien toute l'importance de ce phénomène. Une de ses signatures devrait être un changement de l'énergie du paquet d'électrons accéléré en fonction de sa charge. En effet, comme on le voit sur la figure 2.19, l'aplatissement du champ électrique se traduit par une diminution sa valeur moyenne « vue » par le paquet d'électrons. L'injection contrôlée nous a permis de mettre en évidence ce phénomène : la figure 2.20 nous montre comment l'énergie du pic monoénergétique diminue lorsque la charge du paquet d'électrons augmente (phénomène aussi visible sur les spectres dans l'encart). Cette tendance était d'ailleurs déjà visible sur les

¹⁶Cela est valable dans le régime linéaire. De plus, on a fait l'hypothèse que le faisceau laser était résonnant avec l'onde plasma.

spectres bruts sur la figure 2.18. Ce travail, à mon avis extrêmement intéressant et crucial, est en cours et il constituera une partie importante de la thèse de Clément Rechatin [115].

2.3.5 Effets cinétiques

Étant un expérimentateur de cœur, j'ai peu parlé, jusqu'à présent, de notre activité théorique ou plutôt numérique. De 2004 à 2006, nous avons eu la chance d'accueillir un postdoctorant théoricien, Agustin Lifschitz. Avec lui, s'est progressivement mise en place une activité de modélisation qui a persisté après son départ. Nous avons beaucoup utilisé le code WAKE de Patrick Mora [21] et le code PIC CALDER [112] d'Erik Lefebvre, dans sa version 1D.

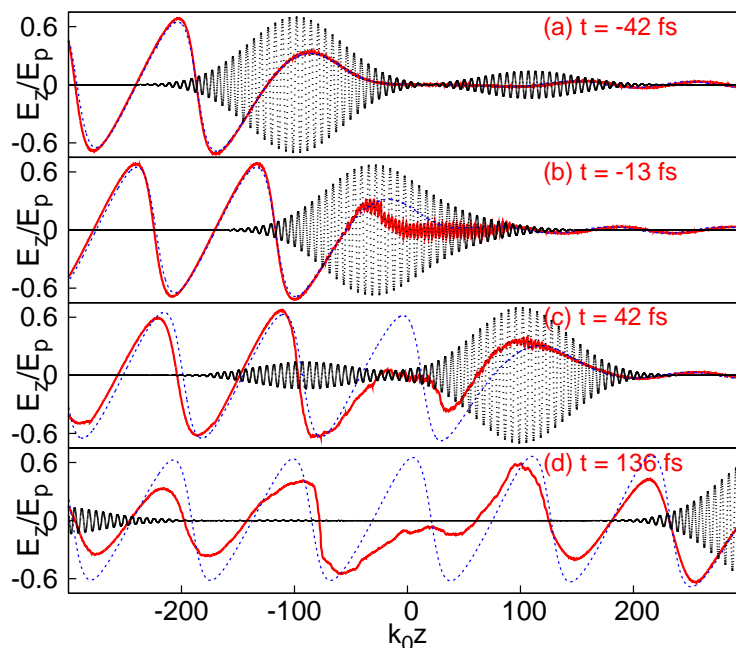


FIG. 2.21 – Courbe pleine rouge : champ électrique longitudinal à différents moments de la collision, calculé à l'aide d'un code PIC 1D. Courbe hachurée bleue : champ électrique longitudinal calculé à l'aide d'un modèle fluide 1D. On a aussi représenté le champ électrique transverse du laser en pointillés noirs.

Avec CALDER, nous avons pu élucider certains aspects de la physique de la collision d'impulsions qui remettent quelque peu en cause la vision simple des modèles fluides [82, 85]. Ainsi, Clément Rechatin a montré au début de sa thèse que lors de la collision, les électrons du plasma étaient piégés dans la figure de battement à $\lambda_0/2$ et ne pouvaient donc plus participer au mouvement collectif dans

l'onde plasma [116]. Cela se traduit donc par une forte inhibition de l'onde plasma à la collision des impulsions laser. La figure 2.21 illustre ce phénomène : on y voit, en rouge, l'évolution du champ électrique longitudinal E_z avant ($t = -42$ fs), pendant ($t = -13$ fs) et après ($t = 42$ fs) la collision. Pour comparaison, on a représenté le champ E_z calculé à l'aide d'un modèle fluide (courbe bleue en pointillés) ne prenant pas en compte les effets cinétiques. On voit clairement que pendant la collision, le champ E_z est fortement amorti. Ce phénomène d'inhibition de l'onde plasma n'est pas anodin et a un effet important sur le piégeage des électrons : nous avons ainsi montré que le nombre de particules piégées est réduit d'un facteur 10 dans les modèles cinétiques par rapport aux modèles fluides [116]. Cela n'était certes pas une bonne nouvelle mais correspond à une réalité qu'il faut considérer. En particulier, ce phénomène permet d'expliquer les charges de quelques dizaines de pC que nous observons dans les expériences alors que nous attendions initialement quelques centaines de pC.

2.3.6 Quelques conclusions

L'accélération d'électrons dans les ondes plasma a connu une évolution très rapide ces dix dernières années. Nous sommes maintenant capables de produire des faisceaux quasi monoénergétiques stables et contrôlables. Pour résumer :

- Dans le régime auto-injecté, nous avons généré des faisceaux quasi monoénergétiques autour de 200 MeV, de 100 pC et 5-10 mrad de divergence. Ces faisceaux ne sont pas très stables.
- Dans le régime de collision d'impulsions, des faisceaux quasi monoénergétiques de 10-300 MeV, avec des charges de 0 à 100 pC et des divergences de 3-10 mrad ont été démontrés. L'énergie, la charge et la dispersion en énergie peuvent être ajustées.

Les expériences dans le régime de la bulle ont été reproduites par plus d'une vingtaine de groupes dans le monde mais l'injection par collision d'impulsions, à ce jour n'a été reproduite que par nos collègues japonais [117], ce qui est surprenant connaissant le potentiel de la méthode.

Quelles directions pour le futur ?

Actuellement, les principales expériences de principe ont été démontrées : faisceaux quasi monoénergétiques, injection contrôlée, guidage. La physique a donc été amplement défrichée. Cependant, il n'existe pas encore de « machine » utilisable pour des applications, à proprement parler. En un sens, la technologie des accélérateurs laser-plasma n'en est qu'à ses débuts. Nos expériences explorent la physique et permettent d'établir des lois d'échelle pour définir ce qu'il serait possible de réaliser

et si cela en vaut la peine. Les questions sont multiples : comment augmenter l'énergie du faisceau d'électrons ? Comment augmenter la charge du faisceau ? Pour savoir quel point développer en priorité, il faudra suivre des lignes directrices fixées par de potentielles applications. Néanmoins, je pense que tous les points restent à développer, surtout si l'on compare les performances de nos accélérateurs à ceux des accélérateurs conventionnels : il faut dans tous les cas améliorer la stabilité, le contrôle, la qualité de faisceau (dispersion en énergie, émittance) et augmenter la charge.

La qualité de faisceau et la charge

Si on se pose la question de minimiser la dispersion en énergie ΔE tout en maximisant la charge Q , il faut considérer deux phénomènes : l'injection des particules dans les ondes plasma (qui joue sur ΔE) et le *beam loading*, qui joue également sur ΔE mais aussi sur la charge maximale Q . Le problème est complexe et nous ne disposons pas de toutes les informations nécessaires pour pouvoir y répondre. Concernant le *beam loading*, Tzoufras *et al* [118] ont récemment proposé une théorie dans le régime de cavitation. Ils montrent en particulier que lorsqu'on optimise la densité de charge¹⁷, on peut aplatir le champ E_z le long du paquet d'électrons et minimiser la dispersion en énergie. On aboutit à la loi d'échelle suivante qui lie la charge Q et le champ E_z vu par ce paquet optimal :

$$Q[nC] \frac{E_z}{E_0} = 0.75 \sqrt{\frac{10^{16}}{n_0[cm^{-3}]} a_0^2} \quad (2.10)$$

On voit donc qu'il y a un compromis entre le nombre de particules que l'on peut accélérer et le champ accélérateur E_z (et donc l'énergie finale du faisceau). Cependant, on constate que nous disposons d'une marge importante pour optimiser la charge accélérée tout en conservant une dispersion en énergie minimale. En effet, selon l'équation 2.10, aux densités auxquelles nous travaillons, $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et en supposant que l'on arrive au régime de cavitation $a_0 \simeq 3$, on devrait pouvoir accélérer $Q = 300 \text{ pC}$ avec un champ de $E_z = E_0 = 215 \text{ GV/m}$ tout en conservant un faible étalement en énergie. On voit que l'on est loin de nos résultats expérimentaux pour lesquels la dispersion en énergie reste relativement faible pour $Q < 30 \text{ pC}$.

Il semble donc que l'on puisse encore gagner un ordre de grandeur sur la charge¹⁸. Pour atteindre de telles performances, il faut être capable d'injecter un

¹⁷Le paquet d'électrons a alors une forme temporelle trapézoïdale.

¹⁸Notons tout de même que ce modèle simple néglige le déphasage par rapport à la structure accélératrice, phénomène qui intervient dans l'accélération par laser, et qui risque également d'avoir un impact sur la dispersion en énergie.

faisceau « idéal », i.e. dont la forme temporelle est optimisée pour minimiser la dispersion en énergie tout en conservant une charge importante. On voit donc se dessiner la voie de futures recherches : il faudra continuer d'explorer des méthodes d'injection qui pourraient permettre d'injecter un grand nombre de particules sur des trajectoires identiques (injection dans les gradients de densité [75], injection froide [119] ...), voire de mettre en forme le profil longitudinal du paquet injecté.

Finalement, concernant la qualité de faisceau, un autre paramètre clé est l'émittance. Ce point reste entièrement à développer : quelle est l'émittance de nos faisceaux ? D'où vient-elle et comment l'optimiser ? Pour l'instant, les simulations numériques donnent des émittances de l'ordre de $\epsilon \simeq 5\pi$ mm.mrad mais cela doit être confirmé expérimentalement. Une seule mesure a pour l'instant été réalisée sur des faisceaux à distribution Maxwellienne en 2004 [120].

Efficacité des accélérateurs laser-plasma

Si l'on se place à nouveau du point de vue d'un ingénieur, un paramètre clé est l'efficacité η_{tot} , c'est-à-dire le facteur de conversion entre l'énergie consommée et celle contenue dans le faisceau de particules. On peut écrire :

$$\eta_{tot} = \eta_{pompe} \times \eta_{laser} \times \eta_{plasma} \times \eta_{electrons} \quad (2.11)$$

où η_{pompe} est le rendement des lasers de pompe (typiquement 1% pour des lasers pompés par flash), η_{laser} est le rendement du système laser (typiquement 50% pour le saphir dopé au Titane), η_{plasma} représente l'efficacité de conversion de l'énergie du laser vers les ondes plasma (de l'ordre de 50%) et finalement $\eta_{electrons}$ est le facteur de conversion de l'énergie des ondes plasma vers le faisceau d'électrons. Dans nos expériences, on mesure au mieux $\eta_{plasma} \times \eta_{electrons} \simeq 1.5\%$. Cela donne donc une efficacité globale très faible de $\eta_{tot} = 7.5 \times 10^{-5}$. Dans le meilleur des cas, si la charge est optimisée (selon l'équation 2.10), on peut obtenir $\eta_{electrons} \simeq 100\%$ et on aurait alors $\eta_{tot} \simeq 10^{-3}$, ce qui reste faible.

Comparé aux accélérateurs conventionnels ($\eta_{tot} = 10\%$), le rendement est donc faible et le seul moyen de l'augmenter sérieusement sera de changer de technologie laser (les lasers pompés par diode ont une efficacité bien plus importante que les lasers pompés par flash).

Augmentation de l'énergie

Augmenter l'énergie est le problème le plus simple à résoudre, conceptuellement en tout cas. Les lois d'échelle nous indiquent qu'il suffit de diminuer la densité plasma et d'augmenter la longueur d'accélération. Concrètement, cela donne deux possibilités :

- Utiliser un guide d'onde pour guider l'impulsion laser [121, 122, 123, 101, 107]. La propagation n'est plus conditionnée par l'auto-focalisation et on peut alors diminuer la densité, la longueur de propagation n'étant plus limitée que par la longueur du guide.
- Utiliser un laser de plus forte énergie pour opérer dans le régime de cavitation à plus faible densité. La table ci-dessous illustre l'évolution des paramètres laser, plasma et du faisceau d'électrons pour différents niveaux d'énergies laser (correspondant aux installations existantes et en cours de construction)¹⁹.

	LOA	UHI100	LUIRE	ILE
E	1 J	3 J	15 J	150 J
a_0	4	4	4.5	5.6
w_0	10 μm	13 μm	21.5 μm	40 μm
τ	21 fs	30 fs	48 fs	90 fs
n_0	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	10^{18} cm^{-3}	$4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
L_{deph}	2 mm	6.5 mm	2.3 cm	11 cm
E	0.47 GeV	1 GeV	2.5 GeV	8.5 GeV
Q	0.27 nC	0.4 nC	0.7 nC	1.6 nC

TAB. 2.3 – Variation des paramètres du laser, du plasma et du faisceau d'électrons dans le régime de la bulle. Pour aboutir à ces résultats, on doit satisfaire les conditions suivantes : $a_0 > (\omega_0/\omega_p)^{2/5}$ (condition d'autofocalisation de l'impulsion), $k_p R = k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}$ (condition de formation de la bulle plasma) et $\tau c = 2w_0/3$ (condition qui traduit $L_{deph} = L_{abs}$).

¹⁹Notons que l'énergie des faisceaux est probablement surestimée dans ces lois d'échelle car on ne prend pas en compte l'absorption du laser au cours de sa propagation, ni le *beam loading*. De même, la charge indiquée correspond au meilleur des cas. En comparant les résultats prédits par ces lois d'échelle aux expériences du LOA, on voit d'ailleurs que l'énergie est surestimée d'un facteur 2, et la charge d'un facteur 2 (voir 10 selon les cas). Notons tout de même que dans l'expérience du LOA, la durée est trop longue $\tau = 30$ fs au lieu de 21 fs et l'intensité trop basse $a_0 = 1.3$ (elle augmente jusqu'à $a_0 = 3$ après l'auto-focalisation). Nous n'étions donc pas dans les conditions expérimentales idéales pour atteindre le régime de la bulle. Il fallait en particulier que les non linéarités d'auto-focalisation et d'auto-compression jouent leur rôle.

Chapitre 3

Faisceaux d'électrons ultra-courts

Les accélérateurs laser-plasma possèdent des caractéristiques uniques. L'une d'elles est la durée extrêmement courte des paquets d'électrons qu'ils délivrent. Les simulations PIC tentant de reproduire nos expériences d'injection contrôlée ont par exemple montré que les paquets d'électrons ont des durées de 1-10 fs, selon les paramètres choisis [94, 113]. De telles durées sont inatteignables dans les accélérateurs conventionnels et elles sont d'un grand intérêt pour nombre d'applications qui requièrent une bonne résolution temporelle (la radiolyse de l'eau en régime femtoseconde, ou femtolyse, la génération de rayonnement X femtoseconde, la radio-biologie...). Un des problèmes qui se pose néanmoins est la mesure de ces paquets ultra-courts : il existe des techniques standards que l'on peut « importer » du monde des accélérateurs, mais il faut alors les adapter à la mesure de paquets femtosecondes, ce qui n'a rien de trivial. L'électronique n'est pas suffisamment rapide et même les caméras *streak* les plus performantes ne permettent pas de mesurer des phénomènes plus courts que quelques centaines de femtosecondes. Des méthodes optiques, basées sur l'échantillonnage électro-optique [124, 125] ont ainsi été développées, initialement pour mesurer des paquets d'électrons plus courts que la picoseconde [126, 127]. Le but ici est de mesurer directement le champ électrique du paquet d'électrons en plaçant à sa proximité un cristal non linéaire. Ce dernier devient biréfringent lorsqu'il est soumis au champ électrique du paquet. On remonte ainsi au champ électrique en mesurant les rotations de polarisation d'un faisceau laser sonde qui se propage dans le cristal non linéaire. Cette technique a l'avantage de produire une mesure directe et elle fonctionne très bien mais elle est soumise à trois limites physiques qui la rendent peu attractives pour mesurer des durées inférieures à 10 fs :

- La mesure est limitée par la durée de l'impulsion sonde (typiquement > 20 fs).
- La bande passante du cristal non linéaire (habituellement du ZnTe), ne permet que difficilement de réaliser des mesures en dessous de 50 fs.

- Le cristal étant placé à une distance finie du paquet d'électrons, le champ électrique mesuré au niveau du détecteur est élargi par simple effet géométrique. C'est cet effet qui est le plus limitant.

Une autre possibilité est de faire rayonner le paquet d'électrons et d'utiliser les propriétés du rayonnement pour remonter à des informations sur la durée. On exposera ici le travail effectué sur le rayonnement de transition [128, 129, 130, 57, 131].

3.1 Le rayonnement de transition

Le rayonnement de transition est produit lorsqu'une particule chargée traverse une interface [132], par exemple une transition métal-vide comme c'est le cas dans les expériences décrites ici. Le rayonnement est dit incohérent lorsque la taille du paquet d'électrons est plus grande que la longueur d'émission : dans ce cas, les électrons rayonnent avec des phases arbitraires et les champs émis ne s'additionnent pas de façon cohérente ; le rayonnement émis est simplement la somme des intensités rayonnées par chaque particule. Au contraire, lorsque la taille du paquet est plus courte que la longueur d'onde d'émission, les électrons rayonnent en phase et les champs s'additionnent de façon cohérente. En conséquence, le rayonnement cohérent croît comme N^2 (N étant le nombre d'électrons du paquet) et le signal cohérent dépasse le signal incohérent de plusieurs ordres de grandeur. En première approximation (et sous certaines conditions), le spectre du rayonnement est alors la transformée de Fourier du profil temporel du paquet. Ainsi, une mesure complète du spectre permet en principe d'obtenir des informations sur la durée du paquet, voire même sur sa forme. Par exemple, si l'on mesure un rayonnement de transition cohérent à $10\ \mu\text{m}$, on peut en déduire que le faisceau d'électrons possède des structures temporelles de $30 - 50\ \text{fs}$.

Nous exposons maintenant le modèle décrivant les caractéristiques de ce rayonnement, ce qui permettra de réaliser des analyses quantitatives.

3.1.1 Théorie du rayonnement de transition pour un faisceau arbitraire

Je reprends ici la théorie développée dans la littérature [133, 134]. Considérons la géométrie définie par le schéma de la figure 3.1 : un électron de vitesse \mathbf{v} traverse un saut d'indice (plan de transition). Les angles ψ et φ définissent la direction de l'électron par rapport à la surface de transition. L'électron émet du rayonnement dans l'angle solide défini par le vecteur d'onde \mathbf{k} ou par les angles θ et ϕ . On suppose que le milieu à gauche à une constante diélectrique $\epsilon(\omega)$, ω étant la pulsation

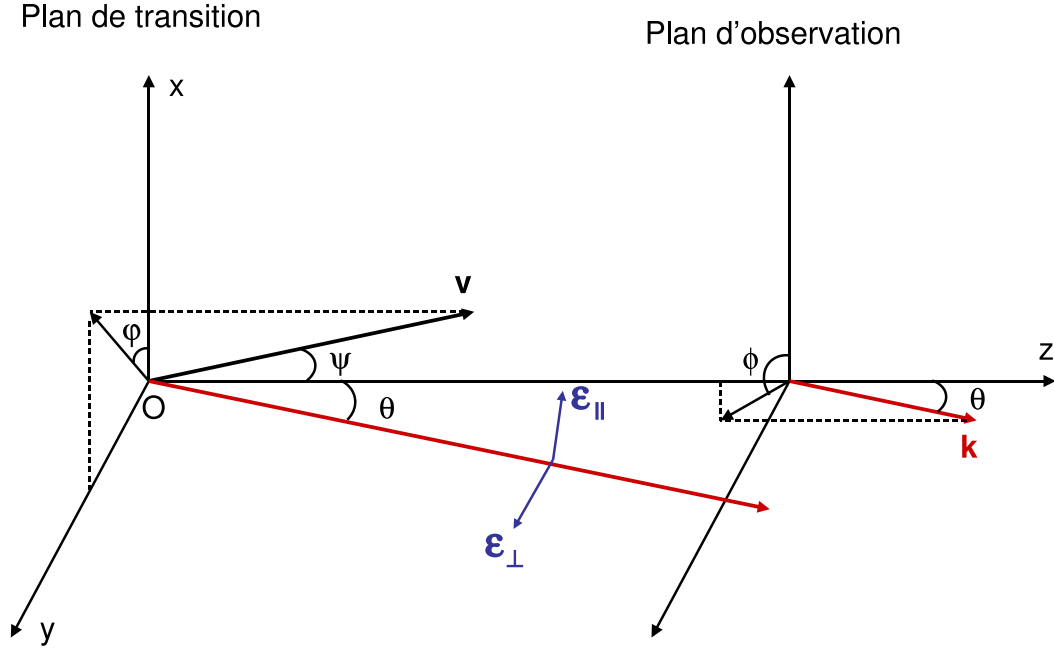


FIG. 3.1 – Géométrie du rayonnement de transition.

du rayonnement émis. Le milieu à droite de la transition est le vide. On définit les grandeurs habituelles $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$ et la quantité de mouvement normalisée $u = p/(mc)$, qui donne aussi $\gamma = (1 + u^2)^{1/2}$.

Le rayonnement émis par l'électron peut s'écrire selon les champs normalisés $\varepsilon_{||}$ and ε_{\perp} (qui ont des expressions compliquées que l'on n'écrira pas ici). La densité spectrale d'énergie émise dans l'angle solide $d\Omega$, autour de θ s'écrit (en unité cgs) :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} (\varepsilon_{||}^2 + \varepsilon_{\perp}^2) \quad (3.1)$$

Dans le cas d'un conducteur parfait (comme un métal) et d'une incidence normale de l'électron sur le conducteur, l'expression précédente se simplifie en :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3.2)$$

Cette équation nous montre que le rayonnement de transition est émis selon un cône annulaire dont le demi-angle est $\theta = 1/\gamma$.

On s'intéresse maintenant au cas du rayonnement émis par un paquet de N électrons. Le paquet est représenté par sa distribution dans un espace à 6 dimensions $h(\mathbf{x}, \mathbf{p})$, \mathbf{x} et \mathbf{p} étant la position et la quantité de mouvement. Nous faisons l'hypothèse qu'il n'existe aucune corrélation entre la position et l'impulsion des électrons dans le paquet ; on peut alors écrire $h(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = f(\mathbf{x}) \times g(\mathbf{p})$. En négligeant

les corrélations spatiales, on écrit $f(\mathbf{x}) = f_r(r) \times f_z(z)$, où f_r et f_z sont les distributions transverse et longitudinale du paquet. f_z est la quantité qui nous intéresse, f_r étant facile à mesurer.

De la même façon, nous faisons l'hypothèse qu'il n'existe pas de corrélations dans l'espace des impulsions, de sorte que $g(\mathbf{p}) = g_\psi(\psi) \times g_\phi(\phi) \times g_u(u)$, où g_ψ et g_ϕ sont les distributions angulaires et g_u est la distribution des quantités de mouvement. En utilisant ces notations, le rayonnement incohérent est simplement la somme de l'équation 3.1 sur tous les électrons :

$$\left. \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right|_{INC} = \frac{e^2 N}{\pi^2 c} \int_0^{+\infty} du g_u(u) \int_0^{2\pi} d\varphi g_\varphi(\varphi) \int_0^{\pi/2} d\psi g_\psi(\psi) (\varepsilon_{\parallel}^2 + \varepsilon_{\perp}^2) \quad (3.3)$$

Cette équation ne nous apprend rien sur la forme temporelle du paquet mais elle permet de calculer la distribution spectrale et angulaire du rayonnement incohérent. Pour la partie cohérente, on additionne les champs et on obtient

$$\left. \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right|_{COH} = \frac{e^2 N(N-1)}{\pi^2 c} \left| \int_0^{+\infty} du g_u(u) F_r \int_0^{\pi/2} d\psi g_\psi \int_0^{2\pi} d\varphi g_\varphi \varepsilon_{\parallel} F_z \right|^2 \quad (3.4)$$

où F_r et F_z sont les facteurs de forme transverse et longitudinal :

$$\begin{aligned} F_r(\omega, \theta) &= \int d^2\mathbf{r} e^{-i\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}} f_r(\mathbf{r}) \\ F_z(\omega, \theta, \phi, \psi) &= \int dz e^{-i(\omega - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{v}_r)z/v_z} f_z(z) \end{aligned}$$

Comme on le voit, ces facteurs de formes sont les transformées de Fourier de f_r et f_z . Par exemple pour des paquet d'électrons gaussiens définis par leur rayon r.m.s σ_r et leur longueur r.m.s. σ_z , on aboutit à

$$\begin{aligned} F_r(\lambda, \theta) &= \exp[-2\pi^2 \sigma_r^2 \sin^2 \theta / \lambda^2] \\ F_z(\lambda, \theta, \varphi, \psi) &= \exp[-2\pi^2 \sigma_z^2 (1 - \beta \sin \theta \cos \varphi \sin \psi)^2 / (\lambda \beta \cos \psi)^2] \end{aligned}$$

F_r et F_z permettent de définir le degré de cohérence du rayonnement. Lorsqu'ils tendent vers 1, le rayonnement est parfaitement cohérent (ce qui se produit pour $\sigma_r \sin \theta \ll \lambda$ et $\sigma_z \ll \lambda$). Pour $0 < F < 1$, le rayonnement est partiellement cohérent et pour $F = 0$, il est complètement incohérent.

Notons qu'ici, à partir du moment où toutes les distributions du faisceau d'électrons sont mesurées (f_r , g_ψ , g_ϕ et g_u), la seule inconnue est f_z . Ainsi, en comparant le spectre expérimental (collecté dans un angle θ_0) au spectre calculé

$$\frac{dW}{d\omega} = 2\pi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta \left(\left. \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right|_{INC} + \left. \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right|_{COH} \right) \quad (3.5)$$

on peut déduire des valeurs possibles de f_z . Le problème est que la solution n'est pas unique : on trouvera différentes valeurs de la durée du paquet selon l'hypothèse que l'on choisit pour la forme de f_z (gaussienne, lorentzienne...) ¹.

3.2 Résultats expérimentaux dans l'infrarouge

3.2.1 Résultats de Berkeley

J'ai commencé à m'intéresser aux mesures de paquets d'électrons ultra-courts lorsque j'étais en postdoctorat à Berkeley. Wim Leemans avait en effet lancé une activité sur ce point et c'est là-bas que j'ai fait mes premières armes dans ce domaine, au contact de spécialistes du rayonnement de faisceau (John Byrd), de l'échantillonnage électro-optique (Robert Kaindl) et de la modélisation du rayonnement (Carl Schroeder)

Les premières expériences à Berkeley étaient relativement simples : nous collectons le rayonnement infrarouge émis à l'interface plasma vide ² et l'envoyons sur deux types de détecteurs : une antenne à 94 GHz (soit $\lambda = 3$ mm) et un bolomètre qui permettait de détecter des longueurs d'onde entre 0.3 – 19 THz [128, 129]. Les expériences étaient réalisées dans le régime du sillage auto-modulé, le faisceau d'électrons était maxwellien en énergie, avec une température de 5-10 MeV et une large divergence. Les deux détecteurs utilisés ont montré que le rayonnement était de nature cohérente : la figure 3.2 montre la dépendance quadratique du rayonnement de transition en fonction de la charge du faisceau. La charge était modifiée en changeant la position du jet de gaz par exemple, ce qui change l'efficacité du couplage laser-plasma.

Nous disposons de plusieurs filtres qui nous ont permis de déterminer que 22% de rayonnement était émis dans la bande 0.3 – 2.9 THz et 78% dans la bande 3 – 19 THz. Il est alors possible de reproduire cette répartition spectrale de l'énergie en faisant l'hypothèse d'une forme gaussienne du paquet. Le spectre calculé avec $\sigma_z = 13.5 \mu\text{m}$ et une température $p_T/mc = 9$ pour la distribution g_u est montré sur la droite de la figure 3.2. La coupure à haute fréquence est due à la perte de cohérence et la coupure à basse fréquence est due aux pertes par diffraction. Ces premières mesures permettaient donc de déduire que les paquets d'électrons étaient vraisemblablement plus courts qu'une trentaine de femtosecondes. Par la suite, le groupe de Berkeley a continué de développer ces mesures en perfectionnant

¹Le choix de la forme et l'incertitude qui en découle sur la durée est similaire au problème de l'autocorrélation en optique.

²Nous n'utilisons pas de « radiateur » dans ces expériences, la transition étant réalisée à l'interface plasma vide pour laquelle le plasma devenait transparent aux longueurs d'onde mesurées.

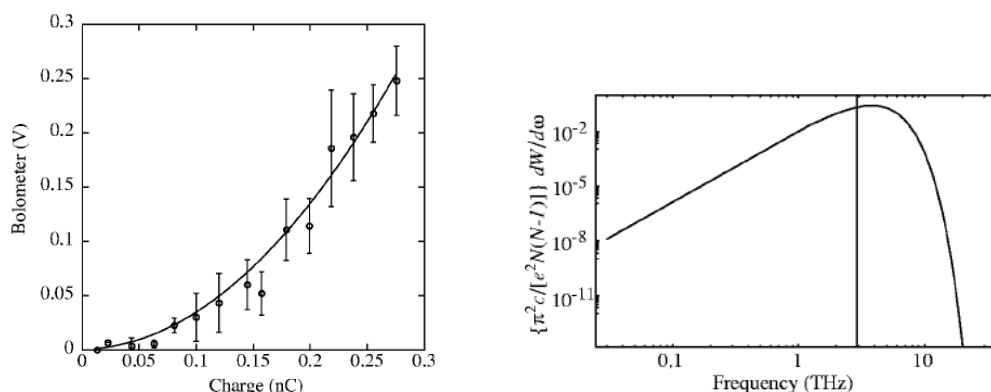


FIG. 3.2 – *Gauche* : dépendance quadratique du rayonnement cohérent (0.3 – 19 THz) en fonction de la charge du paquet d'électrons. *Droite* : le spectre simulé permettant de reproduire les mesures expérimentales.

la détection, basée sur l'échantillonnage électro-optique avec les limites que l'on sait (difficile de mesurer en dessous de 50 fs). Mais ils ont pu effectuer de jolies mesures directes du champ électrique du rayonnement de transition [135, 136, 137].

3.3 Résultats du LOA

De retour en France, j'ai voulu continuer cette thématique, d'autant plus que dès 2004, la qualité des faisceaux d'électrons s'était considérablement améliorée : les faisceaux étaient très collimatés, à haute énergie et parfois monoénergétiques (même si cette dernière caractéristique était encore trop erratique pour que l'on puisse vraiment compter dessus à l'époque). Les mesures que nous avons faites à Berkeley se concentraient essentiellement dans la gamme $100 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$, mais il me semblait que l'information utile devait plutôt se trouver dans une gamme $< 20 \mu\text{m}$ pour des paquets de la dizaine de femtosecondes. Pendant la thèse de Yannick Glinec, nous avons donc monté une expérience de spectrométrie infrarouge en collaboration avec Guilhem Gallot du Laboratoire d'Optique et Bioscience, puis une expérience de spectrométrie visible.

Mesures dans l'infrarouge

Le montage expérimental est représenté en annexe A sur la figure A.4 : une plaque d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ est placée 3 mm après la sortie du gaz, c'est là que le rayonnement de transition est émis. Le rayonnement infrarouge est détecté à l'aide d'une photodiode infrarouge (HgCdTe) dont la sensibilité spectrale s'étend jusqu'à $12 \mu\text{m}$. Nous disposons de plusieurs filtres infrarouges de façon à pouvoir

mesurer le rayonnement dans plusieurs gammes spectrales. Malheureusement, les lames prismatiques utilisées dans le transport (voir figure A.4) sélectionnaient une gamme spectrale étroite $8 - 10 \mu\text{m}$. Nous avons donc été contraints de mesurer le rayonnement de transition à $8 - 10 \mu\text{m}$, ce qui est une sévère restriction (nous nous sommes bien sûr rendu compte de cela après la réalisation de l'expérience). Néanmoins, les résultats de l'expérience sont très clairs [57] : la figure 3.3 montre que le niveau du signal infrarouge obtenu dépasse de cinq ordres de grandeur le niveau du signal incohérent attendu³. Le signal est partiellement cohérent et permet donc d'obtenir de l'information sur la distribution f_z par le biais du modèle présenté plus haut.

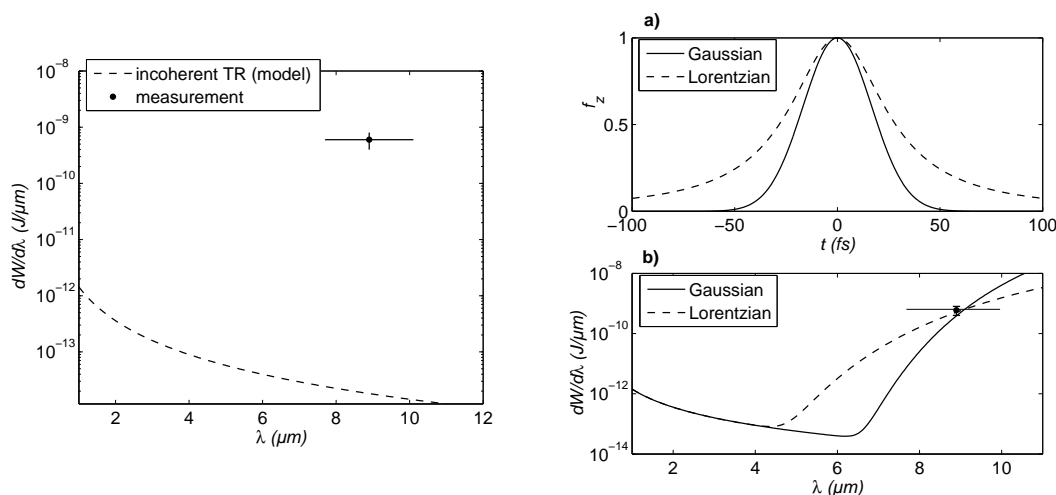


FIG. 3.3 – Gauche : comparaison entre le signal mesuré et le signal incohérent estimé. Droite : deux formes du paquet d'électrons qui permettent de reproduire l'amplitude du rayonnement infrarouge mesuré.

Sur la partie gauche de la figure 3.3, on a considéré deux formes de paquets d'électrons qui permettent de reproduire la mesure expérimentale (les profils temporels sont présentés en haut et la distribution spectrale est en bas). On constate que selon la forme choisie (gaussienne, lorentzienne...), il faut des durées de paquets entre 30 et 50 fs pour reproduire les mesures. En toute rigueur, il existe une infinité de formes qui peuvent reproduire des données et on manque d'informations expérimentales pour pouvoir en éliminer certaines. Finalement, la seule conclusion que l'on peut tirer de ces mesures, c'est qu'il existe des structures temporelles plus courtes que 50 fs dans le paquet d'électrons [57].

³Pour estimer l'amplitude du signal, la photodiode infrarouge a été calibrée de façon absolue et toutes les optiques ont été caractérisées au spectro-photomètre infrarouge. De plus, sur chaque tir, toutes les caractéristiques du faisceau d'électrons étaient mesurées. Cela permet donc de calculer exactement le spectre du rayonnement incohérent attendu.

3.3.1 Rayonnement de transition cohérent dans le visible

Pour des paquets d'électrons suffisamment courts (quelques femtosecondes), on s'attend à ce que le rayonnement de transition soit cohérent jusque dans le visible. Lors d'une nouvelle campagne expérimentale, nous avons donc mis en place un spectromètre visible ainsi qu'un diagnostic d'imagerie de la plaque d'aluminium (le montage est par ailleurs similaire à celui de la figure A.4). Sur la figure 3.4, on a représenté le niveau de l'émission dans le visible ($0.4 - 1 \mu\text{m}$) obtenu sur le diagnostic d'imagerie en fonction de L , distance de la source d'électrons à la plaque émettrice. Tout d'abord, le rayonnement est clairement cohérent : pour $L = 1.5 \text{ mm}$, il dépasse de cinq ordres de grandeur le niveau du rayonnement incohérent. On constate également qu'à mesure que L augmente, le signal perd de la cohérence (lorsque $L = 140 \text{ mm}$, le signal est presque incohérent). Cela est dû à deux facteurs : premièrement, le faisceau d'électrons étant divergent, sa taille transverse σ_r sur la plaque émettrice augmente lorsqu'on augmente L , c'est-à-dire lorsqu'on éloigne la plaque de la source. Cela se traduit par une diminution du facteur de forme F_r et en conséquence, par une baisse du signal cohérent. Deuxièmement, dans ces expériences, le faisceau n'est pas monoénergétique et le paquet d'électrons s'étale temporellement au cours de sa propagation, d'où une augmentation de la durée du paquet qui se traduit par une forte baisse du facteur de forme F_z aux longueurs d'onde visible.

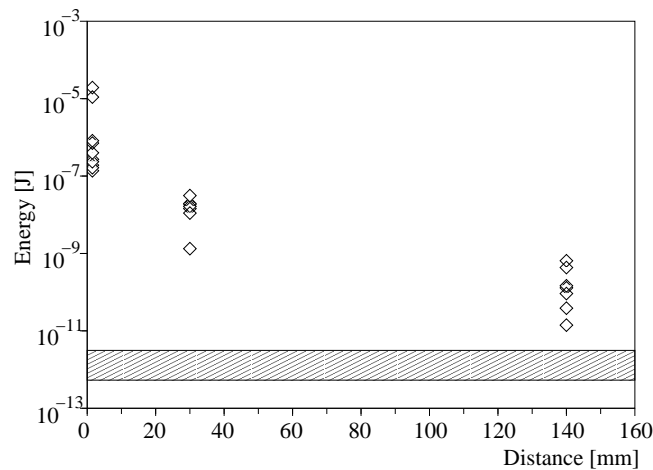


FIG. 3.4 – Signal obtenu sur le diagnostic d'imagerie de la plaque métallique. Les points expérimentaux représentent l'énergie du rayonnement de transition dans la gamme $0.4 - 1 \mu\text{m}$ en fonction de la distance entre la source et la plaque émettrice.

Dans les cas où le signal est clairement cohérent ($L = 1.5 - 30 \text{ mm}$), nous avons étudié son spectre pour tenter d'en déduire des informations sur la structure temporelle des paquets. Pour $L = 30 \text{ mm}$, les spectres mesurés sont tracés sur la

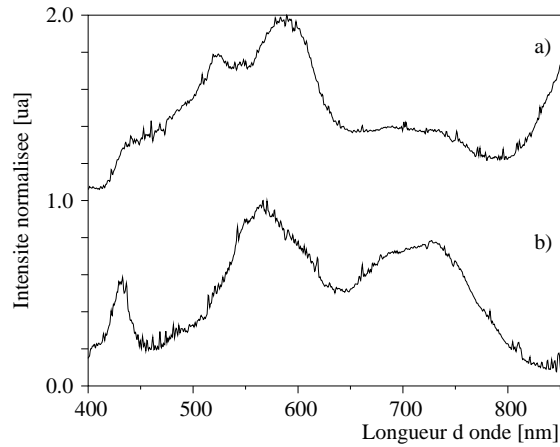


FIG. 3.5 – Spectres typiques du rayonnement de transition cohérent obtenu pour $L = 30$ mm.

figure 3.5. On constate la présence de larges pics d'émission entre 550 et 700 nm. On peut interpréter ces pics de plusieurs manières : (i) soit le faisceau d'électrons est extrêmement court ($0.6 \mu\text{m} = 2$ fs), (ii) soit l'enveloppe du faisceau est modulé à une longueur d'onde correspondant à 550 – 700 nm. C'est cette dernière interprétation qui est la bonne comme les simulations l'ont montré [131]. À partir de simulations PIC 3D couplées à un code permettant de calculer le rayonnement de transition, nous avons été capables de reproduire les spectres observés. Les simulations montrent que le pic autour de 600 nm est dû à l'interaction entre les électrons et l'arrière de l'impulsion laser, ce qui se traduit par la modulation de l'enveloppe du paquet. La longueur d'onde de cette modulation est 600 nm (et non pas 800 nm comme on pourrait s'y attendre) car l'arrière de l'impulsion laser subit un décalage spectral vers le bleu dans son interaction avec les ondes plasma (voir chapitre 1, figure 1.7). Dans le cas où $L = 1.5$ mm, nous avons parfois observé des spectres d'allures différentes. La figure 3.6a) illustre ce cas précis : le spectre est toujours piqué autour de 600 nm mais il comprend également des franges d'interférence. Cette figure de battement dans le domaine spectral se traduit dans le domaine temporel par une structure en double paquet. À partir de l'interfrange, on peut remonter à la distance entre les deux paquets, soit 74 fs, proche de la période plasma linéaire de 50 fs. La figure 3.6b) montre qu'en utilisant le modèle décrit dans la section 3.1.1, nous avons été capables de reproduire le spectre mesuré, avec ses interférences. Le profil temporel qui permet de reconstruire un tel spectre est représenté dans l'encart : on y voit deux paquets d'électrons, le premier a une durée de 10 fs FWHM et est modulé à 550 nm, le second apparaît 75 fs plus tard et ne mesure que 3 fs FWHM. Encore une fois, ce modèle ne permet pas d'obtenir une solution unique.

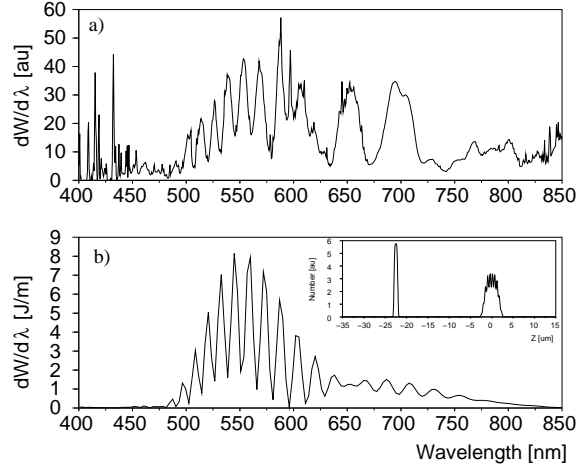


FIG. 3.6 – *a)* Spectre du rayonnement de transition mesuré pour $L = 1.5$ mm. *b)* Spectre simulé en utilisant le profil temporel représenté dans l'encart.

3.4 Conclusions et perspectives

Malgré leurs limites, ces premières expériences ont enrichi notre compréhension de la structure des paquets d'électrons accélérés par laser. Elles confirment la présence de structure ultra-courtes (50 fs dans les expériences infrarouges, 10 fs dans les expériences visibles), et permettent d'accéder à des informations fines sur la structure temporelle des paquets : modulations de l'enveloppe temporelle, doubles paquets...

Dans le futur, il serait bien sûr très satisfaisant de pouvoir réellement estimer la durée, voire même la forme des paquets d'électrons accélérés par laser. Depuis nos expériences d'injection par collision d'impulsions laser, nous disposons maintenant d'une source d'électrons stable et monoénergétique, délivrant des paquets inférieurs à 10 fs (selon les simulations). Pour mesurer de telles durées, il faut réellement mesurer tout le spectre du rayonnement de transition sur une gamme suffisamment grande, et pas seulement à une longueur d'onde donnée. Nous avons donc embauché un postdoctorant, Jaeku Lim, pour construire un spectromètre infrarouge qui permettra de détecter le rayonnement de 1 à 20 μm . Les mesures dans le visible seront réalisées indépendamment avec un spectromètre visible, de sorte que toute la gamme de longueur d'onde sera couverte.

Notons également que pour nos faisceaux monoénergétiques de très faible divergence, il devient beaucoup plus facile d'extraire l'information du spectre du rayonnement cohérent. En effet, l'équation 3.4 devient simplement :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 N(N-1)}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \times F_z^2(\omega) F_r^2(\omega) \quad (3.6)$$

où F_z est la transformée de Fourier du profil temporel du paquet, F_r étant connu. On voit donc qu'il suffit de réaliser la transformée de Fourier inverse du spectre mesuré $S(\omega)$ pour obtenir la distribution longitudinale du paquet $f_z \propto \text{TF}^{-1}(\sqrt{S(\omega)})$. Il est cependant nécessaire de réaliser la mesure de $S(\omega)$ sur une grande plage spectrale ; nous estimons que pour mesurer des paquets d'électrons de durées comprises entre 1 à 15 fs, il est absolument nécessaire de mesurer le spectre sur la gamme $0.5 - 20 \mu\text{m}$. Notons que le spectre $S(\omega)$ étant une quantité réelle, pour que f_z soit réelle, elle doit nécessairement être une fonction paire. Cela impose donc que forme calculée du paquet d'électron est nécessairement symétrique, ce qui est un artefact de la déconvolution et ne correspond forcément pas à la réalité. Pour se débarrasser de ce problème, il faudra utiliser des méthodes de déconvolution plus sophistiquées [138, 139, 140]. Ces projets sont actuellement en cours de réalisation.

Chapitre 4

Applications des faisceaux d'électrons accélérés par laser

Dans ce chapitre, je vais m'attacher à décrire certaines applications des faisceaux d'électrons accélérés par laser. Je serai bref cependant car cette activité n'a pas été au cœur de ma recherche jusqu'à présent, même s'il est probable qu'elle prenne davantage d'importance dans le futur. La question des applications me semble capitale : accélérer des particules dans des plasmas n'est pas une fin en soi et il est nécessaire de trouver des applications à ces activités.

Pour l'instant, les énergies atteintes dans les accélérateurs laser-plasma ne dépassent pas quelques centaines de MeV, et il est inconcevable d'envisager des applications en physique des particules et en physique des hautes énergies. Les accélérateurs plasmas excités par faisceaux d'électrons [141] sont, à l'heure actuelle des candidats plus sérieux pour ce type d'applications : l'équipe de UCLA a récemment démontré l'accélération d'électrons de 40 GeV à 80 GeV [142] en seulement 80 cm¹.

Néanmoins, la rapide évolution de la qualité des faisceaux d'électrons accélérés par laser ainsi que leurs propriétés uniques les rendent particulièrement intéressants pour des applications bien spécifiques [146]. Par exemple, la bonne qualité spatiale de la source, associée à sa haute énergie la rend attractive pour des expériences de radiographie. On peut également envisager de tirer profit de ces propriétés pour la radiothérapie. L'autre particularité de cette source est bien sûr sa brièveté inégalée qui permet d'envisager des expériences novatrices pour lesquelles une bonne

¹Même là, il reste cependant de nombreux progrès à effectuer, en particulier sur la qualité de faisceau. De plus, la physique des hautes énergies s'envisage dans des collisionneurs particules anti-particules. Il reste donc à développer l'accélération plasma de positrons qui n'en est qu'à ses premiers balbutiements [143, 144, 145].

résolution temporelle est nécessaire. Les scientifiques auront alors accès à de nouveaux régimes de la radiolyse de l'eau par exemple et d'une façon générale à de nouveaux processus d'interaction faisceau-matière : la densité de charge étant extrêmement élevée, il est possible que les effets de champs jouent un rôle important. Une dernière application qui prendra sûrement toute son importance dans le futur est l'utilisation de ces faisceaux d'électrons femtosecondes pour la génération de sources X femtosecondes. Tout le monde a en tête l'importance des sources synchrotrons dans la science moderne : par leurs performances hors normes, elles permettent de sonder la matière à des échelles spatiales et temporelles qui paraissent inatteignables il y a encore quelques dizaines d'années. Les accélérateurs laser-plasma pourraient avoir un rôle à jouer dans ce contexte, en proposant des sources compactes, à faible coût et avec des durées d'impulsions extrêmement courtes (< 10 fs).

4.1 Expérience de radiographie gamma

Lorsqu'on envoie un faisceau d'électrons dans un matériau dense, il est fortement ralenti et il se met à rayonner par *bremstrahlung*, à des énergies comparables aux énergies des électrons (quelques dizaines à quelques centaines de MeV dans notre cas). On peut alors utiliser cette source de rayonnement γ , très pénétrante, pour radiographier la matière dense. Les accélérateurs utilisés pour ce type d'applications possèdent de très forte charges à des énergies autour de 20 MeV. Les faisceaux produits dans de telles machines peuvent difficilement être focalisés en dessous du millimètre en raison de la charge d'espace [147, 148]. Par conséquent, la source de rayonnement γ possède une taille typiquement millimétrique qui limite la résolution des images de radiographie. Dans notre accélérateur laser-plasma, le diamètre de la source d'électrons est de l'ordre de quelques microns et le faisceau possède une faible divergence [94]. De plus, contrairement aux accélérateurs conventionnels, la source d'électrons étant initialement de petite taille, il n'est pas nécessaire de refocaliser le faisceau, ce qui simplifie considérablement l'expérience. Il est donc possible de générer une source secondaire de rayonnement de dimension inférieure à la centaine de microns, permettant ainsi d'augmenter la résolution des images.

Pour mettre en valeur cette petite taille de source, nous avons réalisé une expérience de radiographie en collaboration avec le Loïc Le Dain du CEA-DAM, spécialiste de la radiographie de la matière dense. Pour cette application, un faisceau d'électrons quasi monoénergétique n'est pas nécessaire. En effet, le mécanisme de rayonnement de freinage par sa nature donne un spectre γ très large, peu dépendant des structures spectrales du faisceau d'électrons. Par conséquent, les

contraintes sur l'interaction sont moins sévères, et la stabilité tir à tir de la source γ est bonne, même lorsque la distribution spectrale du faisceau fluctue légèrement. Le dispositif expérimental de la mesure est représenté sur la figure 4.1. Le faisceau d'électrons, à spectre large de température 40 MeV, et de 10 mrad de divergence, est converti en rayonnement γ dans une cible de conversion de 2.5 mm de tantale, placée à 3 mm du centre de la buse. Le rayonnement de freinage produit durant la diffusion dans la cible est utilisé pour radiographier un objet sphérique creux de 20 mm de diamètre, en tungstène, placé à 220 mm de la buse. À l'intérieur, une structure sinusoïdale à symétrie cylindrique est gravée. Ces structures internes sont représentées sur une coupe $A - A'$ de cet objet sur la figure 4.2.

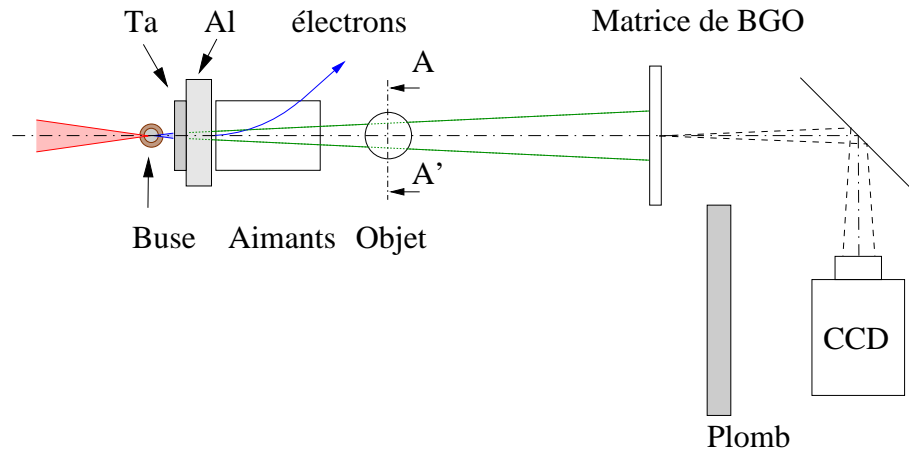


FIG. 4.1 – *Dispositif expérimental.* Les électrons accélérés lors de l'interaction du laser avec le jet de gaz sont ralentis dans la cible de conversion en tantale, ce qui génère le rayonnement γ . Les électrons sont ensuite écartés de l'axe laser par un champ magnétique intense et un filtre diffuseur en aluminium. Le rayonnement ayant traversé l'objet à radiographier est imagée sur une caméra γ .

Le rayonnement émis est atténué lors de son passage dans l'objet, et il est ensuite détecté sur une caméra γ composée d'un scintillateur Bismuth-Germanium-Oxyde (BGO) dont la surface est imagée sur une caméra CCD de grande dynamique. Ce système de détection permet d'obtenir une résolution maximale d'environ $80 \mu\text{m}$ dans le plan objet. L'image expérimentale obtenue est présentée à droite de la coupe 3D de l'objet (voir Fig. 4.2). On remarque que tous les lobes sinusoïdaux sont nettement visibles.

Pour conclure, cette expérience a permis de générer une source de photons secondaires énergétiques, collimatés dont la taille de source a été estimée à $450 \pm 15 \mu\text{m}$ expérimentalement. Cette source nous a permis de réaliser des images de radiographie d'objets denses de qualité [149]. Les perspectives de cette première étude portent essentiellement sur l'amélioration de la taille de la source γ , dans le but de

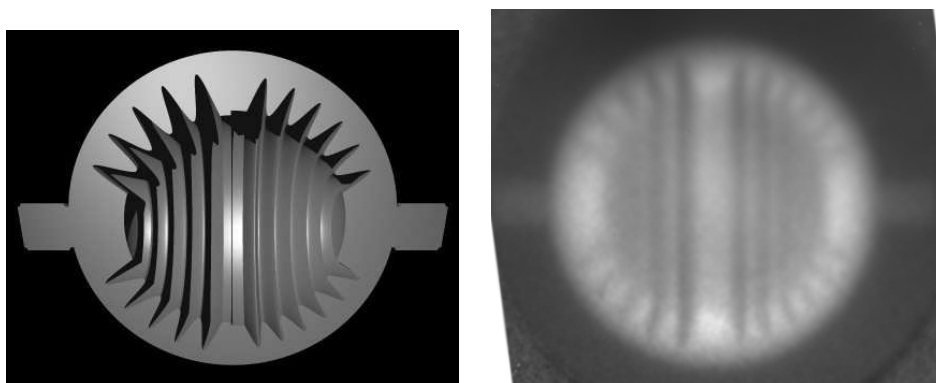


FIG. 4.2 – Gauche : coupe de l'objet représenté en 3D, révélant la structure interne. Droite : radiographie de cet objet de 20 mm de diamètre. L'image expérimentale a été corrigée par une image de référence sans l'objet.

diminuer la résolution. Il s'agit de trouver les meilleurs paramètres d'interaction laser-plasma, d'optimiser la cible de conversion et le détecteur γ pour obtenir des images de radiographie de meilleures qualité.

De nombreuses disciplines pourraient bénéficier de ces sources γ de petite taille et extrêmement brèves. Cette opportunité de radiographier des objets denses en mouvement rapide peut être exploitée en aéronautique ou dans le domaine militaire. Étudier le comportement aux temps brefs de structures sous contraintes et visualiser l'évolution de défauts submillimétrique internes intéresse actuellement les ingénieurs en automobile.

4.2 Application à la radiothérapie

Actuellement, 99 % des traitements en radiothérapie sont réalisés avec des rayons X. Pourtant le profil de dépôt de dose pour ce rayonnement n'est pas le mieux adapté. La figure 4.3 montre l'énergie déposée par différentes particules en fonction de la profondeur dans les tissus. Les protons déposent leur énergie en profondeur, c'est ce qu'on appelle le pic de Bragg. Ces particules sont les mieux adaptées à la radiothérapie car elles minimisent la dose déposée dans les tissus sains mais le coût de production et d'exploitation de tels faisceaux par méthode conventionnelle est prohibitif (en particulier pour la radioprotection et les méthodes de déplacement du faisceau à l'aide d'un *gantry*).

Actuellement, le traitement par photon X reste donc le plus fréquent. Les faisceaux d'électrons issus d'accélérateurs conventionnels de taille suffisamment modeste pour être intégrés dans des hôpitaux (d'énergie caractéristique de 20 MeV) ne permettent pas de traiter des tumeurs situées à des profondeurs supérieures à 10

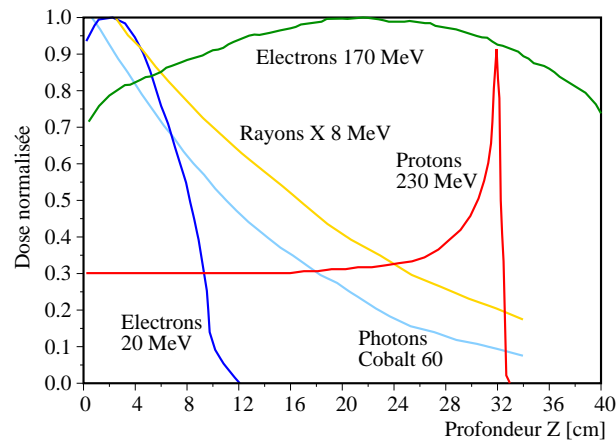


FIG. 4.3 – Comparaison du profil de dépôt de dose pour différentes particules.

cm. On voit en effet sur la figure 4.3 que le dépôt de dose de tels faisceaux ne s'étend pas en profondeur dans les tissus. Ce manque de pénétration des faisceaux d'électrons et la mauvaise qualité de la pénombre transverse à ces énergies dissuadent de leur utilisation. Ces inconvénients peuvent être contournés si l'énergie des électrons dépasse 50 MeV. Dans ces conditions, la profondeur de pénétration est meilleure et le profil transverse devient plus raide. Par contre, le dépôt de l'énergie dans la direction longitudinale s'applatit. Les avantages des faisceaux de haute énergie (dans la gamme 150-250 MeV) pour des applications cliniques ont été récemment mises en évidence par Yeboah *et al* [150, 151]. Les auteurs comparent les performances du traitement de la prostate par radiothérapie modulée en intensité (IMRT) pour un faisceau de photons, de protons ou d'électrons de hautes énergies. Ils montrent que les meilleurs plannings de traitement sont obtenus pour les protons. Cependant, le taux de couverture de la zone de traitement par le faisceau d'électrons de haute énergie est comparable à celui obtenu pour les photons. Plus important, les électrons très énergétiques permettent une bien meilleure protection latérale des tissus normaux comparé au traitement par photons. On comprend donc tout l'intérêt que les faisceaux d'électrons accélérés par laser à 150-250 MeV pourraient avoir pour la radiothérapie.

Pendant sa thèse, Yannick Glinec a réalisé des simulations Monte-Carlo du dépôt de dose dans un fantôme composé d'eau des faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques obtenus dans nos expériences [152]. Son étude confirme l'intérêt des faisceaux d'électrons accélérés par laser pour la radiothérapie. Le dépôt de dose est similaire à celui obtenu avec un accélérateur conventionnel, pour lequel la dispersion en énergie est beaucoup plus petite [153]. Radialement, le profil de dose est étroit et longitudinalement, la distance de pénétration des ces électrons dépasse la profondeur maximale des accélérateurs conventionnels de 20 MeV. Une installation laser fournissant de tels faisceaux serait simple d'utilisation car la radioprotéc-

tion ne se situerait qu'après le point d'interaction et le transport du faisceau laser ne pose pas de problème. Cette installation compacte tiendrait dans une salle de traitement. La manipulation du faisceau d'électrons et le traitement point par point pourraient se faire en insérant l'optique de focalisation et la cible gazeuse dans un bras isocentrique. Depuis, une étude complète d'un traitement de la prostate en IMRT a été réalisée par nos collaborateurs du DKFZ et confirme que la qualité du traitement par faisceaux d'électrons de haute énergie se compare aux traitements par faisceaux de photons, avec néanmoins une meilleure préservation des tissus sains.

Ces études portent essentiellement sur le dépôt de dose, et donc l'aspect macroscopique (géométrique et énergétique) de l'interaction des faisceaux d'électrons avec les tissus (de l'eau essentiellement). Néanmoins, il ne faut pas perdre de vue la nature microscopique de cette interaction. L'interaction d'un faisceau d'électrons avec la matière induit des dommages moléculaires souvent irréversibles. Au cours de leur interaction avec les milieux biologiques, les rayonnements ionisants (photons ou particules) induisent des transformations physico-chimiques précoces. Celles-ci mettent en jeu, dans la fenêtre temporelle $10^{-14} - 10^{-10}$ s, des mécanismes radicalaires ultra-rapides qui s'avèrent être responsables de dommages moléculaires, cellulaires et tissulaires majeurs observés aux temps longs (seconde, jour, mois). La compréhension de ces processus primaires nécessite des études spectroscopiques à haute résolution temporelle [154, 155], d'où l'intérêt des paquets d'électrons ultra-brefs générés dans l'interaction laser-plasma.

Les paquets d'électrons peuvent donc être utilisés comme source d'excitation ultra-courte, une spectroscopie résolue en temps permettant d'élucider les transformations physico-chimiques qui en découlent. Des expériences préliminaires de ce type ont été réalisées au LOA avant mon arrivée [156, 157]. Dans le futur, il sera également extrêmement intéressant d'évaluer l'efficacité biologique de ces paquets d'électrons femtosecondes, en particulier en ce qui concerne la résistance de divers types de cellule à ce rayonnement. Des collaborations avec le groupe de Yann Gauduel sont en train de se mettre en place pour étudier ces problèmes.

4.3 Vers le développement de sources X femtosecondes

Le groupe PXF (Physique des X femtosecondes) a utilisé notre source d'électrons pour développer une source X, dite « bêtatron ». Cette source repose sur les oscillations transverse des électrons dans les champs transverses de l'onde plasma (oscillations bêtatrons). Ces oscillations provoquent le rayonnement des électrons

dans le domaine des X et de véritables faisceaux X sont ainsi créés [158]. Le groupe PXF a montré que cette source était de large bande dans la gamme 1-10 keV, collimatée (mrad), de taille transverse micrométrique [159] et ultra-brève [160]. Cette source, aux propriétés originales se prête bien aux expériences de diffraction X résolue en temps (expériences de type pompe-sonde) [161], aux expériences d'absorption et de spectroscopie X.

Dans ces expériences, l'onde plasma se comporte comme un onduleur de très courte période. Cet onduleur plasma provient des champs transverses liés la structure accélératrice de l'onde plasma et il est difficile de contrôler ses paramètres indépendamment de ceux du faisceau d'électrons. Il est donc naturel de vouloir séparer le processus d'accélération du processus de rayonnement en utilisant un onduleur après avoir accéléré le faisceau d'électrons. Une première expérience a montré qu'il était possible d'injecter dans un onduleur un faisceau d'électrons provenant d'un accélérateur laser-plasma pour le faire rayonner dans le domaine visible [162]. Il s'agissait là d'une expérience préliminaire dans laquelle le rayonnement détecté provenait du rayonnement spontané du faisceau dans l'onduleur (i.e. du rayonnement synchrotron incohérent). Ce type d'expérience deviendra réellement intéressant si l'on arrive à optimiser ce processus de façon à obtenir du rayonnement cohérent à courte longueur d'onde [163]. Pour rentrer dans le régime du rayonnement cohérent (laser à électrons libres, ou LEL), il faut s'appuyer sur l'instabilité de *micro-bunching* du paquet² qui se produit lorsque les électrons du paquet interagissent de façon résonante avec le rayonnement émis dans l'onduleur.

Un projet important va bientôt démarrer au LOA sur la génération de rayonnement X-UV dans un laser à électrons libres injecté par un accélérateur laser-plasma. Les contraintes sur la qualité du faisceau sont très grandes : il faudra des dispersions en énergie relative inférieures au pourcent, des charges s'approchant de la centaine de picocoulombs, de très bonnes émittances. Le problème du transport du faisceau d'électrons se posera aussi [164], sachant qu'il faudra que la taille du faisceau soit adaptée aux dimensions de l'onduleur. Les contraintes sur la stabilité du faisceau en énergie, en pointé, en dispersion en énergie... sont également très importantes. On comprend qu'un développement de l'accélérateur laser-plasma sera réellement nécessaire pour atteindre le régime du laser à électrons libres. Si le projet aboutit, en contrepartie, nous aurons ouvert la porte à une source X femtoseconde, brillante et extrêmement compacte.

²Dans l'instabilité de *micro-bunching*, l'interaction faisceau-rayonnement conduit à la modulation longitudinale de la densité du paquet à la longueur d'onde λ_R du rayonnement. Ce faisceau modulé rayonne alors d'autant plus fortement à λ_R , ce qui provoque la croissance de l'intensité rayonnée.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions générales

Cette thèse d'habilitation résume les résultats principaux que j'ai obtenus dans le cadre de l'interaction de lasers ultra-intenses avec des plasmas sous-dense dans les dix dernières années. La compréhension et l'optimisation des effets non linéaires nous a permis d'identifier un régime de propagation laser avantageux pour l'accélération de particules : le régime de cavitation (ou régime « de la bulle »). Dans ce régime, le laser reste auto-focalisé sur plusieurs millimètres, ses dimensions transverses et longitudinales sont de l'ordre de la longueur d'onde plasma et des champs électriques longitudinaux très intenses peuvent alors être générés dans le plasma. Les champs transverses sont focalisants et quasiment linéaires, ce qui est un avantage pour l'accélération d'électrons.

Ce régime de propagation non linéaire nous a permis de réaliser d'importants progrès sur l'accélération d'électrons dans les plasmas et sur la génération de faisceaux d'électrons. En dix ans, les faisceaux d'électrons ont vu leur qualité s'améliorer de façon impressionnante : jusqu'en 2004, ils possédaient de très larges étalements en énergie avec des distributions maxwelliennes. En 2004, nous avons été parmi les premiers à démontrer que le régime de cavitation pouvait mener à l'injection et à l'accélération d'un faisceau quasi monoénergétique autour de 200 MeV et de très bonne qualité spatiale, réalisant ainsi un bond spectaculaire dans la qualité de faisceau. Nous avons par la suite développé expérimentalement l'injection optique de faisceaux d'électrons en utilisant la collision de deux impulsions laser intenses dans le plasma. Il s'agissait là d'un véritable défi expérimental mais cette méthode nous a permis d'obtenir des résultats uniques : la qualité des faisceaux d'électrons était encore meilleure et la stabilité était largement accrue. De plus, l'utilisation d'un faisceau laser « dédié » à l'injection nous a permis de régler

les paramètres clés du faisceau : l'énergie, la charge et l'étalement en énergie. C'est la seule expérience, à ma connaissance, qui permet d'obtenir de telles performances.

J'ai aussi exposé le développement des techniques basées sur le rayonnement de transition, utilisées pour obtenir des informations sur la structure temporelle des paquets d'électrons. Dans le chapitre 4, j'ai présenté quelques applications qui ont été explorées expérimentalement (radiographie, rayons X) ou théoriquement (radiothérapie).

Il est très enthousiasmant de constater les progrès effectués dans le domaine de l'accélération d'électrons. Ces dernières années, il y a eu une sorte de fièvre aux conférences, avec beaucoup de nouveaux résultats ainsi que de nouveaux groupes de recherche qui se lancent dans cette thématique. Les progrès sont incontestables et ils témoignent d'une intense activité internationale dans le domaine de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste. Pour ce qui est de l'application principale, l'accélération d'électrons, il est important de replacer les choses dans leur contexte et de comparer les performances des accélérateurs laser-plasma à celles des accélérateurs conventionnels. La [tableau 5.1](#) propose une comparaison des paramètres principaux de plusieurs accélérateurs linéaires actuels. La dernière colonne présente les paramètres de l'accélérateur laser-plasma du LOA dans deux modes de fonctionnement que l'on a identifiés expérimentalement : un mode basse énergie/forte charge (100 MeV, 100 pC) et un mode haute énergie/faible charge (200 MeV, 20 pC), mais pour lequel la qualité de faisceau est meilleure ($\Delta E/E < 5\%$). La première colonne présente des machines pour le laser à électrons libres (LEL), application qui semble devenir un point de mire de la communauté laser-plasma. SPARC est une machine fabriquée à Frascati dont le but est de réaliser des études fondamentales sur le LEL. FLASH et LCLS sont des machines pour le FEL dédiées à une communauté d'utilisateurs. Ici, les moyens mis en œuvre et les échelles ne sont pas comparables avec les accélérateurs laser-plasma actuels mais il est tout de même important de se faire une idée de l'état de l'art des accélérateurs.

Les dimensions raisonnables de SPARC le rendent directement comparable à notre accélérateur laser-plasma : l'énergie est similaire et la taille totale de la machine est deux fois plus grande. En effet, même si le gradient accélérateur est beaucoup plus important dans le cas de l'accélérateur laser-plasma (200 GV/m au lieu de 25 MV/m), la taille du laser occupe tout de même une part non négligeable dans l'installation. Typiquement, le gain de taille commence à être conséquent si l'on considère des machines de 1 GeV, de quelques centaines de mètres. Dans ce contexte, un accélérateur laser-plasma de 10 m produisant 1 GeV offre un gain de place substantiel.

Sur la [tableau 5.1](#), on remarque immédiatement un des avantages de l'accélérateur laser-plasma : les paquets d'électrons sont très courts, ce qui permet d'augmenter le courant pic. Notons tout de même que pour les LINACS à haute énergie

	SPARC	FLASH supra	LCLS	ELYSE	ELBE supra	LOA mode 1	LOA mode 2
E	150 MeV	1 GeV	14.1 GeV	5-9 MeV	40 MeV	100 MeV	200 MeV
E_z (MV/m)	25	40	$\simeq 20$	-	15	250×10^3	250×10^3
$\Delta E/E$ (%)	0.1	0.1	0.01	2.5	0.1	10-20	1-5
taux rep. (Hz)	10	4000	120	25	10^6	0.2	0.2
durée imp.	10 ps	50 fs (1 ps)	20 fs (0.2 ps)	6 ps	1-10 ps	5-10 fs	1-10 fs
Charge	1 nC	1 nC	1 nC	1-5 nC	77 pC	100 pC	20 pC
ϵ_n (mm.mrad)	2-5	2-3	1	60	20	15	15
courant pic (kA)	0.1	1	3.4	0.15	0.08	$\simeq 10$	$\simeq 1$
longueur machine (m)	20	200	1000	5	20	10	10
stabilité param.	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	5-20%	5-30%

TAB. 5.1 – Comparaison des performances des LINACS pour le LEL (SPARC, FLASH, LCLS), de divers petits LINACS utilisés pour des applications (ELYSE, ELBE) et de notre accélérateur laser-plasma. Pour la durée d’impulsion de FLASH (ou LCLS), il y a un plateau de 1 ps surmonté par un pic de 50 fs, contenant 10% de la charge. C’est ce pic qui contribue au LEL. Pour l’accélérateur du LOA, les durées d’impulsion et l’émittance sont données par les simulations PIC 3D.

(FLASH, LCLS), les techniques de compression permettent d’obtenir des durées de quelques dizaines de femtosecondes. Les paquets ultra-courts ne sont donc pas l’apanage des accélérateurs laser-plasma, même si ces derniers produisent de courtes durées à plus basse énergie (100 MeV), ce qui est plus difficile à réaliser dans un accélérateur RF. Par contre, on remarque que la charge reste un, voire deux ordres de grandeur en dessous de l’état de l’art. Dans l’accélérateur laser-plasma, on peut atteindre 100 pC, mais au détriment de la qualité de faisceau (l’étalement en énergie aux fortes charges étant probablement dû au *beam loading*). De même, en général, la qualité de faisceau reste en deçà de ce que l’on obtient dans un accélérateur RF : l’émittance, bien que proche, reste un facteur 5-10 plus élevée, et surtout l’étalement en énergie est trop grande d’un à deux ordres de grandeurs

. Finalement, bien que les paramètres du faisceau d'électrons soient devenus plus stables, en particulier grâce à l'injection contrôlée, la stabilité des paramètres ne se compare pas encore à l'état de l'art.

On peut aussi comparer notre accélérateur à des machines plus modestes telles qu'ELYSE, LINAC développé pour la radiolyse ou ELBE, accélérateur utilisé pour diverses applications (LEL infrarouge, production de rayons X par *channeling* ou *bremsstrahlung*, production de positrons...). La comparaison est moins sévère et la qualité de faisceau, en terme d'émittance et étalement en énergie, semble ici être suffisante pour mener à bien des applications. Notons que la charge est comparable à celle d'ELBE mais reste inférieure à celle d'ELYSE. Néanmoins, ici encore, on constate que les accélérateurs laser-plasma fournissent des paquets beaucoup plus courts.

D'une façon générale, les accélérateurs conventionnels permettent de fonctionner avec un haut taux de récurrence supérieur à 10 Hz, voire $>$ kHz pour les machines supraconductrices¹. Pour l'instant, avec notre accélérateur, nous fonctionnons à 0.2 Hz, soit un tir toutes les 5 secondes. Cette limite, que nous n'avons pas particulièrement cherché à pousser, est due au pompage du gaz expulsé dans l'enceinte d'interaction. Néanmoins, un problème plus sévère vient de la pollution et la dégradation des réseaux du compresseur qui limite l'utilisation du laser à une cadence inférieure à 10 Hz. Il s'agit certes de problèmes technologiques pouvant être résolus et sur lesquels nous ne nous sommes que peu attardés pour l'instant, mais rien ne dit que les solutions seront triviales (en particulier pour les réseaux). Même si ces problèmes sont résolus, les lasers à la centaine de Terawatt sont pour l'instant limités à 10 Hz, les plus gros lasers (Petawatt) verrons même leur cadence décroître à 0.1 Hz, voire même un tir par minute. Le problème du taux de répétition est essentiellement lié aux lasers à l'état solide² et seul un changement de technologie permettra d'envisager des taux de répétition plus importants.

D'une façon générale, on arrive à se poser une question fondamentale : sommes-nous prêts à construire une véritable machine basée sur la technologie laser-plasma ? Jusqu'à présent, notre approche a été d'étudier la physique de l'interaction, de comprendre les phénomènes... bref, une approche de physicien et non pas une approche d'ingénieur. Pour que la comparaison avec les accélérateurs ait du sens, il faudrait que les mêmes standards et les mêmes moyens s'appliquent aux deux techniques. Cela nécessiterait de développer une approche d'ingénieur sur nos expériences, ce que nous ne sommes pas capables de faire : nos installations utilisent des lasers très expérimentaux (pas forcément très stables ni très fiables), nous ne disposons pas d'un site dédié pour nos expériences, que nous construisons puis démontons...

¹ELBE fonctionne même au MHz avec 77 pC par bunch !

²En particulier, ce sont les problèmes d'évacuation de la chaleur stockée dans les barreaux d'amplification qui pose problème et limite le taux de répétition.

Il semble donc que notre approche de physiciens va perdurer, en tout cas tant qu'il y aura de la physique à étudier. Mais il est souhaitable que la partie technologique se mette en marche également. L'arrivée d'entreprises qui proposent des systèmes laser commerciaux, comme THALES ou AMPLITUDE, est un bon premier pas dans cette direction. Il me semble évident que des problèmes tels que la robustesse, la stabilité et le taux de répétition trouveront leur réponse dans des améliorations technologiques du laser, même si les études physiques sur la stabilité restent nécessaires.

5.2 Perspectives

Ce travail ouvre de nombreuses perspectives dont la réalisation dépendra fortement de l'embauche de personnel (chercheurs, ingénieurs, étudiants, postdoctorants) ainsi que de l'accès aux installations laser de forte puissance. Dans ce qui suit, je ne cherche pas à établir de priorité, mais je montre l'étendue des expériences qu'il serait intéressant de mener à bien.

Décharges capillaires

Jusqu'à présent, pour toutes nos expériences, nous avons utilisé un jet de gaz pour créer le milieu plasma sur des longueurs millimétriques. Parallèlement, de plus en plus de groupe ont utilisé des canaux de plasma (c'est-à-dire des plasmas à gradient d'indice), capables de guider les impulsions laser sur des longueurs centimétriques, permettant aux électrons de gagner davantage d'énergie. Il m'est apparu essentiel de développer de tels guides d'onde pour l'accélération d'électrons.

Parmi toutes les technologies existantes, le système qui m'a paru le plus prometteur était la décharge capillaire développée par Simon Hooker, à Oxford. Dès 2005, je lui ai proposé de venir réaliser des expériences au LOA en collaboration avec notre groupe. Ce dernier a refusé car il s'était engagé auprès du groupe de Wim Leemans (à Berkeley) dans une collaboration que ce dernier voulait exclusive. Cet épisode montre à quel point la compétition entre groupes s'est intensifiée depuis quelques années. Un peu déçu mais toutefois résolu, j'ai décidé de lancer une collaboration avec Jean Larour et Léonid Arantchuk, du LPTP à Polytechnique, pour développer une décharge du même type. Nous sommes donc parti de zéro en 2006³. Fin 2007, nous disposions d'un premier prototype de décharge qui nous a permis de guider un laser test. La figure 5.1 montre une photographie de notre cellule,

³Pour la petite histoire, en 2007, Simon Hooker, intéressé par nos résultats sur l'injection contrôlée, a finalement décidé de collaborer avec nous. Cela nous a permis d'avancer plus vite car il nous a prodigué de nombreux conseils utiles.

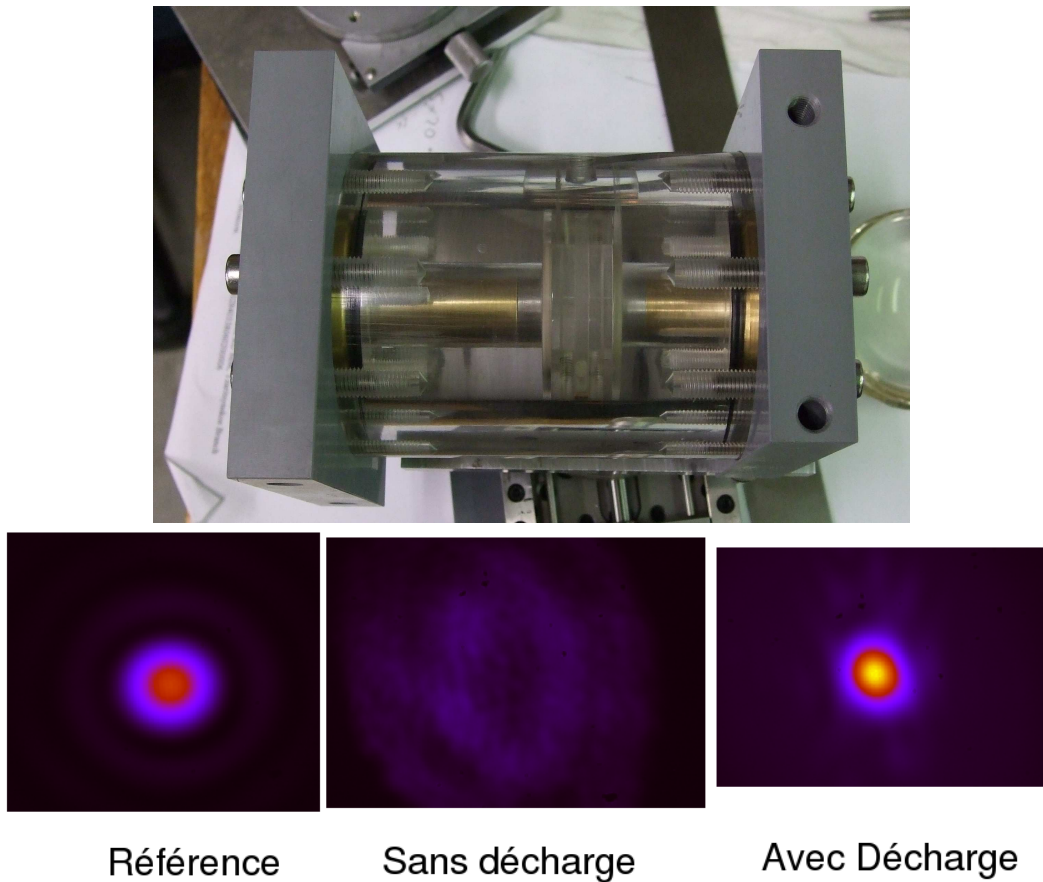


FIG. 5.1 – Haut : photographie de la cellule capillaire construite et testée en collaboration avec le LPTP. Bas, un exemple de guidage dans un capillaire de 15 mm. À gauche, le mode laser en entrée de capillaire. Au milieu, le mode de sortie du capillaire lorsque la décharge n'est pas allumée. À droite, sortie du capillaire avec la décharge : le canal de plasma est créé et l'impulsion est guidée.

avec les électrodes de chaque côté et la cellule capillaire au milieu. À ce jour, nous avons démontré le guidage d'impulsions laser nanosecondes avec des waist de $w_0 = 20 - 30 \mu\text{m}$. La décharge fonctionne bien, même s'il reste encore des points de détail à améliorer⁴.

Le développement de cet instrument permet d'envisager de nombreuses perspectives, en particulier pour les expériences d'accélération d'électrons. Nous espérons les mettre en œuvre à très court terme.

⁴Nous avons en particulier observé un problème de pollution dans les capillaires, qui finit par dégrader le fonctionnement de la décharge au bout d'un grand nombre de tirs ($\simeq 500$).

Sur les effets non linéaires

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les effets non linéaires en impulsion courte restent encore relativement inexplorés. Il me semble qu'à court terme, on pourrait poursuivre dans plusieurs voies :

- Étudier plus en détail la propagation des impulsions dans le régime de la bulle en essayant d'établir des corrélations entre le mode du laser en sortie de plasma, le spectre transmis, la lumière diffusée à plusieurs angles...
- Poursuivre les expériences de raccourcissement temporel des impulsions laser dans les plasmas, selon une approche « développement laser ». On pourrait envisager d'utiliser les décharges capillaires pour guider des impulsions sur de plus grandes longueurs et à moindre intensité. Ce phénomène deviendrait alors moins violemment non linéaire, dépendrait moins de l'auto-focalisation et pourrait devenir plus stable. De telles études demanderaient à mon avis un investissement sérieux.
- Avec l'arrivée de plus gros laser, tels LUIRE (500 TW), ILE (10 PW), il sera bien sûr extrêmement intéressant d'étudier les effets non linéaires dans des régimes de plus forte intensité.

Sur l'accélération d'électrons

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 2, il semble que les points à améliorer pour les applications portent sur la charge du faisceau et l'étalement en énergie. Je pense qu'il va donc falloir étudier expérimentalement divers schémas d'injection. Les expériences qui me paraissent intéressantes dans un futur proche sont les suivantes :

- Injection dans les gradients de densité.
- Injection par collision d'impulsions dans un gradient de densité [165]. Cela devrait permettre d'augmenter la charge du faisceau. La conséquence sur la qualité de faisceau reste à explorer.
- Injection froide. Cette expérience pourra être testée sur un plus gros laser permettant de se placer dans le régime de la bulle à plus basse densité ($< 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le faisceau d'injection possède une très faible intensité et le chauffage du plasma est minime. Finalement, les électrons sont injectés non pas parce qu'ils ont gagné de l'énergie à la collision, mais par qu'ils ont subi un déphasage. Cette méthode permet d'obtenir des étalements en énergie qui devraient être plus petits.

Il faudra également continuer une réflexion théorique sur le problème de l'injection : peut-on maîtriser le profil temporel du faisceau injecté de façon à minimiser le *beam loading*? Pour cela, on peut explorer plusieurs pistes : moduler la densité

plasma au point d'injection, ou bien encore mettre en forme le faisceau d'injection : jouer sur sa forme temporelle, sa phase, sa longueur d'onde...

Pour l'augmentation de l'énergie, les directions sont déjà tracées :

- Utiliser les décharges capillaires pour augmenter la longueur d'accélération.
- Utiliser de plus gros lasers (GEMINI, LUIRE) pour se placer dans le régime de la bulle à plus basse densité.

À plus long terme, on peut également envisager des expériences d'accélération à deux étages. Par exemple, on génère un premier faisceau d'électrons à 100 MeV par collisions de deux impulsions laser et on injecte ce faisceau dans un deuxième étage d'accélération, excité par une troisième impulsion laser intense. Ce schéma expérimental permettrait de valider le concept de mise en série d'étages d'accélération plasma, nécessaire pour atteindre les hautes énergies. D'autre part, en séparant le procédé d'accélération en plusieurs étapes, on gagne en flexibilité ce qui pourrait permettre d'améliorer la qualité de faisceau et d'obtenir des étalements en énergie encore plus faibles [166]. Il reste de nombreux points d'interrogation : comment transporter le faisceau du premier étage d'accélération au deuxième ? Comment répartir l'énergie laser entre les deux étages d'accélération ?...

Sur les diagnostics de faisceaux

Sur les diagnostics de faisceaux, beaucoup de travail reste à faire. Il me semble qu'il sera bénéfique de s'associer à des laboratoires possédant une expertise sur ce sujet : après tout, de nombreuses techniques existent déjà et il faut aller chercher le savoir-faire là où il se trouve. En 2008, notre collaboration avec le Laboratoire Leprince Ringuet (LLR) sur un spectromètre imageur a été très fructueuse et il est souhaitable que l'on continue dans cette direction.

Les paramètres mal maîtrisés sont la durée de faisceau et l'émittance, ce qui conditionne donc le travail à réaliser. Il sera nécessaire de développer :

- Un diagnostic de durée du paquet d'électrons. C'est ce que nous sommes en train de mettre en place avec le spectromètre infrarouge qui servira à mesurer le spectre du rayonnement de transition cohérent. Cette expérience devrait avoir lieu dans un futur proche. Il y a également d'autres moyens à explorer : le rayonnement hors axe dans un onduleur [167], la réplique optique d'un faisceau d'électrons dans des onduleurs [168], les cavités à déflexion et l'exploitation d'effets physiques ultra-rapides [169].
- Un diagnostic d'émittance. Une étude, en collaboration avec le LLR et le laboratoire de Frascati en Italie, va débiter dans le cadre d'un projet européen, EUCARD. Toutes les options sont encore envisageables.

Sur les applications

Les principales applications qui vont être développées dans le futur sont les suivantes :

- La radiographie. La première expérience de radiographie a montré le potentiel de la méthode mais la source gamma peut être optimisée pour obtenir une taille de source plus petite. Il s’agira également d’optimiser le système de détection, qui imposait une limite sur la résolution des images de l’ordre de $100\ \mu\text{m}$ dans la première expérience. La radiographie d’objets denses pourrait avoir de réelles applications industrielles.
- La radiothérapie. Comme nous l’avons vu dans le chapitre 4, les simulations Monte-Carlo montrent la pertinence des faisceaux d’électrons obtenus dans notre accélérateur laser-plasma pour des applications liées à la radiothérapie. Nous aimerions mettre en œuvre les premières expériences sur ce sujet. Une collaboration est lancée avec un groupe de médecins et physiciens de l’Hôpital Universitaire de Gent, en Belgique. La première expérience sera simple : il s’agira d’envoyer le faisceau d’électrons dans un fantôme, afin de mesurer le dépôt de dose.
- La radio-biologie. Une collaboration commence à se mettre en place avec Yann Gauduel du LOA. La principale question que l’on se pose dans le contexte de la radio-biologie est la suivante : le rayonnement pulsé de notre source d’électrons possède-t-il une efficacité biologique différente d’un rayonnement plus étalé temporellement ? Des expériences vont être réalisées rapidement sur le sujet. Dans un premier temps, on prévoit d’exposer des cellules vivantes (de différents types) et de mesurer leur taux de survie en fonction de la dose déposée.

Beaucoup de ces applications ne demandent qu’à être réalisées. Souvent, elles sont relativement simples à mettre en œuvre : il suffit d’irradier une cible à l’aide du faisceau d’électrons. Par exemple, l’expérience de radiographie gamma a été réalisée en une nuit (blanche). C’est la disponibilité de notre faisceau d’électrons qui nous a freiné jusqu’à présent, cette dernière étant limitée essentiellement par le temps d’accès au laser. Avec des périodes de 1 à 2 mois d’expériences par semestre (voire par an), nous nous sommes concentrés pour l’instant sur la physique de l’interaction et le développement du source (avec succès). Il me semble que le développement d’applications se mettra vraiment en route lorsque nous disposerons d’une expérience d’accélération d’électrons à demeure, sans démontages et remontages périodiques. C’est ce que le groupe du CEA Saclay est en train de mettre en place actuellement. Nous espérons également que c’est ce qui se passera au LOA dans un futur proche (quelques années) : notre groupe a récemment été doté d’une bourse ERC qui nous permettra de restructurer l’installation laser et expérimentale et d’y installer un site dédié à l’accélération d’électrons.

Enfin, dans ce contexte, un des projets phares sera le développement d'une source de rayonnement par couplage de l'accélérateur laser-plasma à un onduleur, le but étant d'atteindre le régime du laser à électrons libres. Ce projet regroupera plusieurs groupes du laboratoire. De notre côté, il s'agira de fournir un faisceau d'électrons dont la qualité sera la meilleure possible, avec des étalements en énergie inférieurs au pourcent et des charges de l'ordre de 100 pC. On voit bien que tous les points décrits plus haut (travail sur l'injection, les diagnostics de faisceaux) seront indispensables pour atteindre un tel but.

Annexe A

Détails des montages expérimentaux

Tous les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse d'habilitation ont été obtenus en utilisant des laser de saphir dopé au titane. Ces lasers sont relativement compacts et délivrent des impulsions laser de 30-40 fs à $\lambda_0 \simeq 0.8 \mu\text{m}$, avec une fréquence de répétition de 10 Hz.

A.1 Premières expériences (1999-2003)

Les premières expériences (LOA 1999-2001, Berkeley 2001-2003) étaient réalisées en focalisant les impulsions laser avec de grands nombres d'ouverture ($f/6$), conduisant à de petites taches focales : $w_0 = 6 \mu\text{m}$. La densité plasma électronique était élevée $n_e > 3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et l'interaction était dominée par les instabilités, dans le régime du sillage auto-modulé. Il n'était pas possible de travailler à basse densité car l'autofocalisation ne se produisait pas en impulsions courtes. La figure [A.1](#) représente le montage utilisé pour l'étude de l'autofocalisation et des instabilités Raman. La figure [A.2](#) représente le montage pour la détection des électrons. On y voit également une photographie du spectromètre à électrons utilisé à l'époque.

A.2 Expériences de deuxième génération (2003-2008)

Ces expériences, dont j'ai eu la direction depuis 2003, ont été réalisées au LOA avec le laser de la salle jaune [[170](#)]. Les impulsions étaient focalisées sur le plus

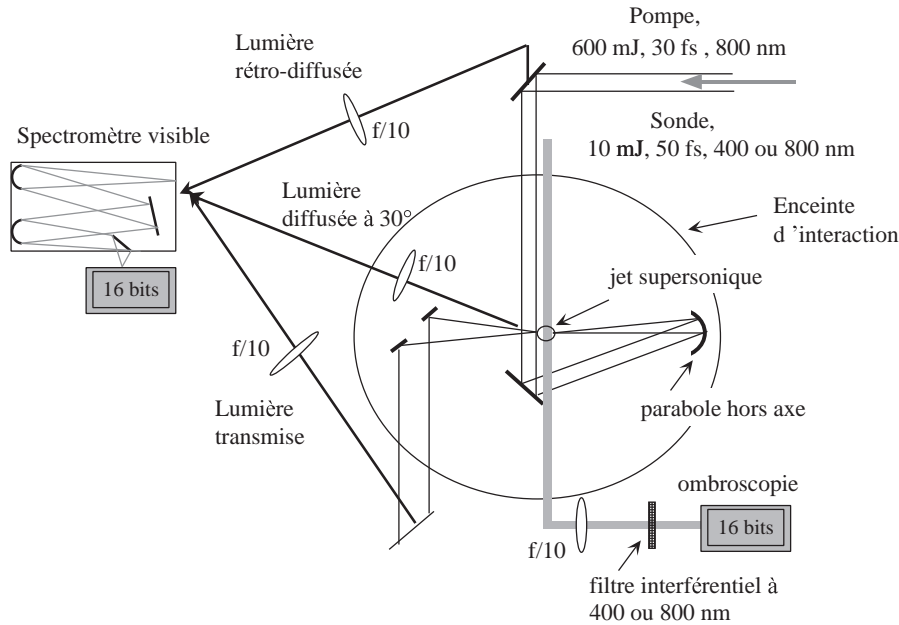


FIG. A.1 – Montage utilisé pour l'étude des non linéarités dans les plasmas.

grandes taches focales ($f/18$) $w_0 = 18 \mu\text{m}$. Il a ainsi été possible de travailler à plus basse densité ($n_e \simeq 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$) et d'autofocaliser des impulsions quasi-résonantes ($c\tau \simeq \lambda_p$), nous ouvrant la voie vers le régime de cavitation et le régime de la bulle. La figure A.3 représente le montage utilisé pour l'étude du raccourcissement temporel.

La figure A.4 représente le montage utilisé pour la mesure du rayonnement de transition dans l'infrarouge. Pour les mesures dans le visible, le montage était quasiment identique, avec un spectromètre visible qui remplace la photodiode infrarouge et les hublots en Silicium sont remplacés par des hublots transparents dans le visible.

Finalement, la figure A.5 représente le montage utilisé dans les expériences d'injection par collision de faisceaux lasers.

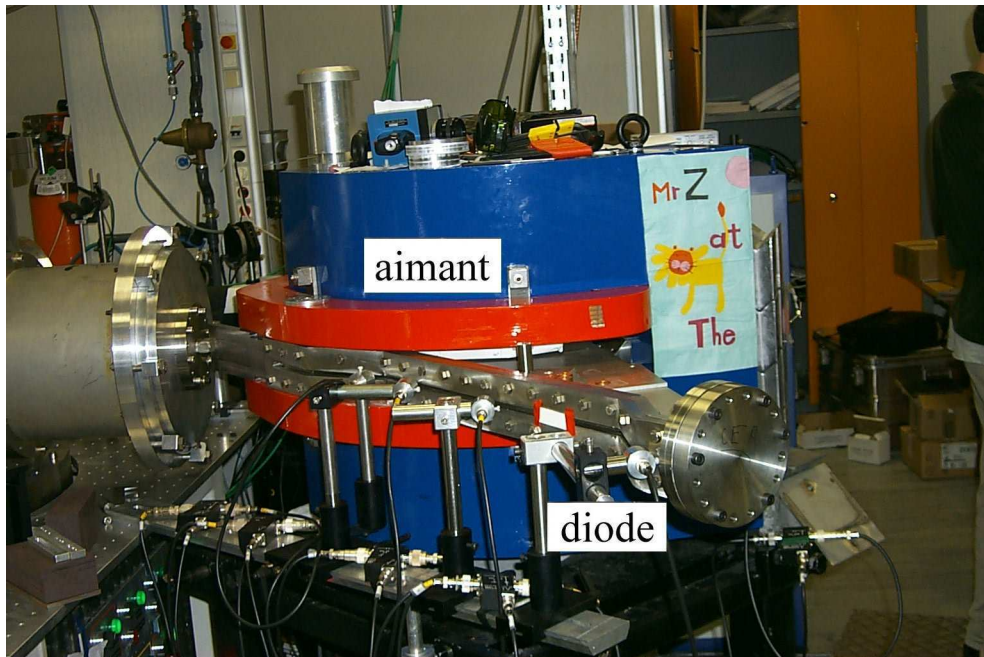
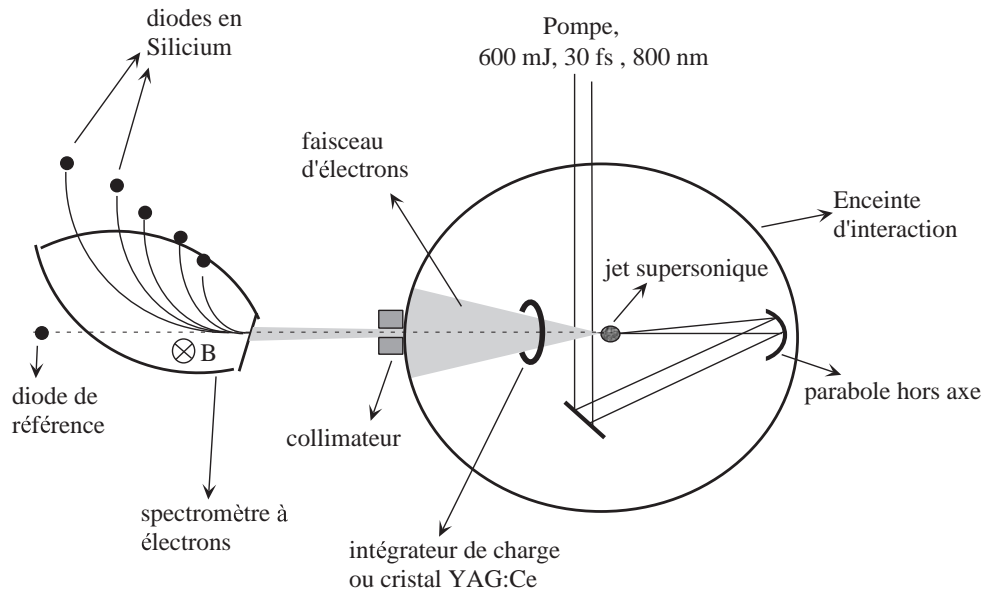


FIG. A.2 – Montage utilisé pour la génération d'électrons en sillage auto-modulé.
En bas : le spectromètre imageur utilisé pour ces expériences.

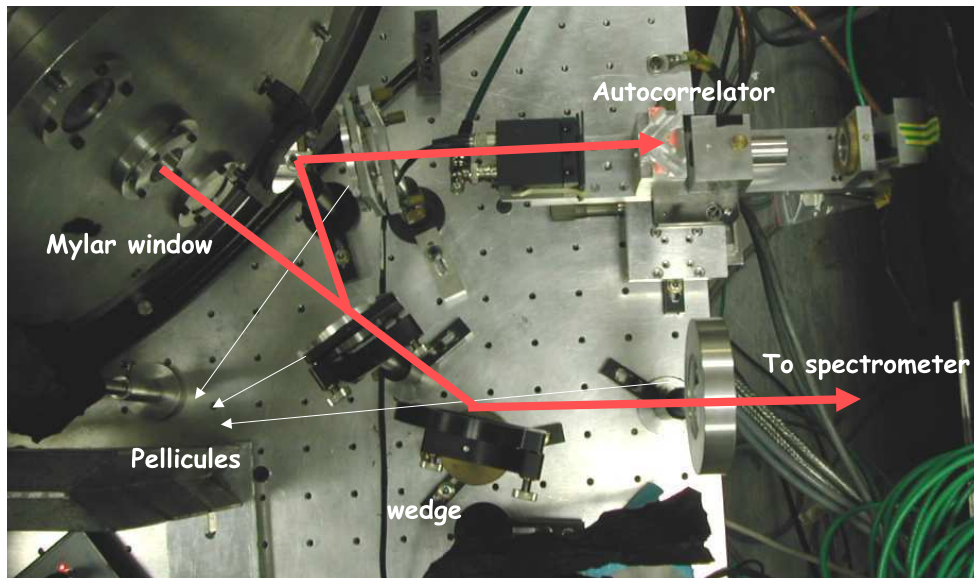
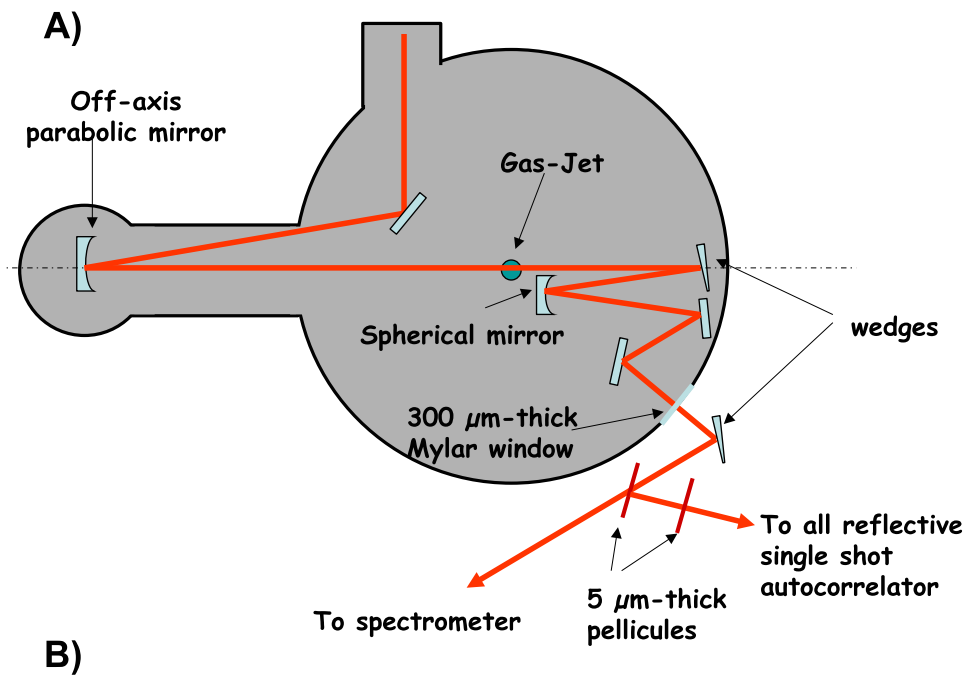


FIG. A.3 – Montage utilisé pour la mesure du raccourcissement temporel.

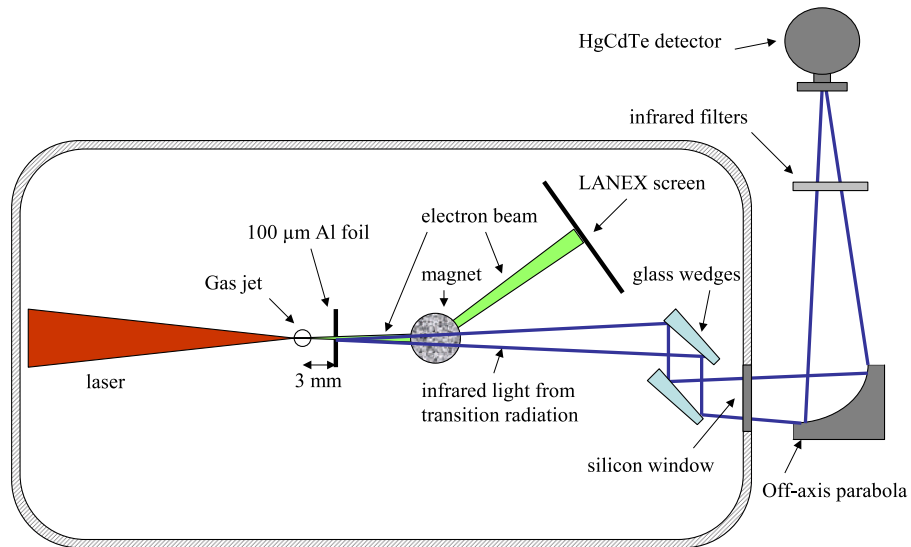


FIG. A.4 – Montage expérimental utilisé pour la détection du rayonnement de transition cohérent dans l'infrarouge.

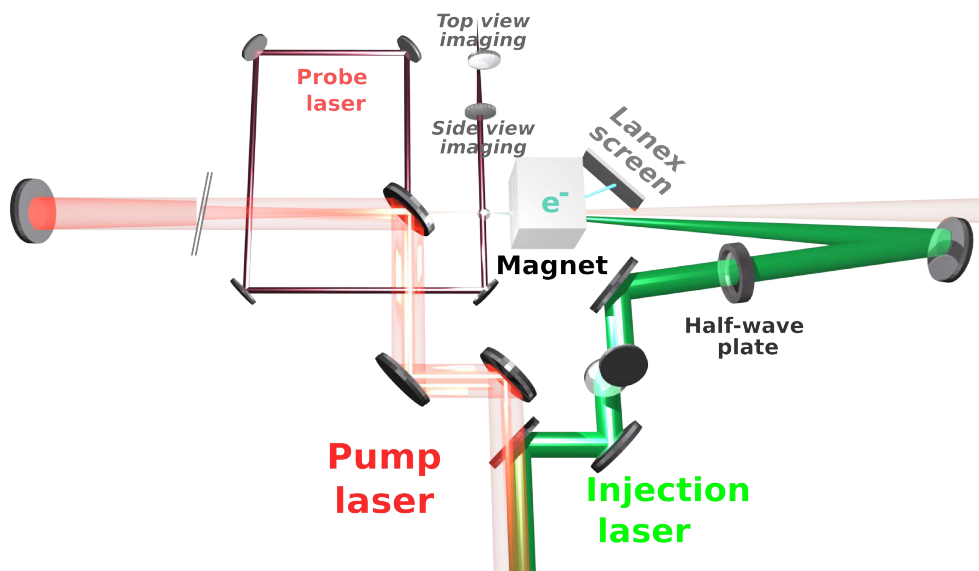


FIG. A.5 – Montage expérimental utilisé pour les expériences d'injections par collision de deux faisceaux laser.

Annexe B

Sélection d'articles

J'inclus ici une sélection d'articles publiés pendant ces années de recherche :

- *A laser-plasma accelerator producing mono-energetic electron beams* ; J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka ; Nature **431**, 541 (2004).
- *Observation of laser pulse shortening in nonlinear plasma waves* ; J. Faure, Y. Glinec, J.J. Santos, F. Ewald, J.-P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai, and V. Malka ; Phys. Rev. Lett. **95**, 205003 (2005).
- *High resolution γ -ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source* ; Y. Glinec, J. Faure, L. Le Dain, S. Darbon, T. Hosokai, J. J. Santos, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier and V. Malka ; Phys. Rev. Lett. **94**, 025003 (2005).
- *Observation of fine structures in laser-driven electron beams using coherent transition radiation* ; Y. Glinec, J. Faure, A. Norlin, A. Pukhov and V. Malka ; Phys. Rev. Lett. **98**, 194801 (2007).
- *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses* ; J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec and V. Malka ; Nature **444**, 737 (2006).
- *Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma* ; C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka and E. Lefebvre ; Physics of Plasmas **14**, 060702 (2007).
- *Laser-driven accelerators by colliding pulses injection : A review of simulation and experimental results* ; V. Malka, J. Faure, C. Rechatin, A. Ben-Ismaïl, J. K. Lim, X. Davoine and E. Lefebvre ; Physics of Plasmas **16**, 056703 (2009).
- *Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator* ; C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl, J. Lim, R. Fitour, A. Specka, H. Videau, A. Tafzi, F. Burgy, and V. Malka ; Phys. Rev. Lett. **102**, 164801 (2009).

letters to nature

iments^{1,2,9}. No electrons were observed above 40 MeV on the spectrometer phosphor screen (detection threshold 10^7 electrons). Plasma density was independently optimized for the unchannelled accelerator, and highest charge and electron energies were obtained at $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The high density allowed acceleration before the laser diffracted since self modulation and dephasing both occur more quickly at high density, but this also reduced the peak energy compared to the channelled case. Operating the unchannelled accelerator at the density used for the channelled accelerator ($2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) produced low-charge low-energy beams, since the intensity of the drive beam was not maintained for sufficient distance to allow acceleration at this density without channelling. Using a 600- μm -long plasma at $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, which is close to the dephasing length observed in PIC simulations at this density, the unchannelled accelerator produced the same peak energy as in the 2 mm plasma, but with more structure in the spectrum. These results confirm that matching accelerator length to dephasing length is critical for structuring the spectrum, and that extending the length (for instance, using a channel at lower density) results in higher energies.

To differentiate the effects of channelling from pre-ionization, the igniter pulse was fired 80 ps before the drive pulse. The plasma does not expand significantly over 80 ps, so there was no shock wave and the transverse density profile was flat and had no guiding properties. We observed no difference between the drive pulse only and pre-ionized cases, indicating that channelling and not pre-ionization was responsible for differences in the electron beams described above.

The beams from channel-guided accelerators such as those described here, with a few times 10^9 electrons in per cent level energy spread and mrad divergence, as well as intrinsic synchronization to the laser beam, open up a new class of experiments with laser accelerators. The channelling technology offers the ability to control the laser beam propagation much as a copper structure provides guiding and field shaping to RF accelerators. The investment of power in channel formation is less than 5% of the drive pulse power (20% of the energy), yet the spectral density of these beams near 80 MeV is at least a factor of 200 above previous unchannelled experiments using several times the laser power, and peak energy observed is comparable². The narrow energy spread of the channel-produced beams is consistent with simulations, which also indicate that the bunch length is near 10 fs. The channel-guided laser accelerator technique will hence allow efficient generation of femtosecond X-rays¹⁰, coherent THz and infrared radiation^{13,30}, and is an essential step towards the development of compact multistage electron accelerators with ultrafast bunches and with focusability and luminosity competitive with state of the art RF accelerators. □

Received 4 June; accepted 29 July 2004; doi:10.1038/nature02900.

1. Modena, A. *et al.* Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. *Nature* **377**, 606–608 (1995).
2. Malka, V. *et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science* **298**, 1596–1600 (2002).
3. Leemans, W. P. *et al.* Electron-yield enhancement in a laser-wakefield accelerator driven by asymmetric laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 174802 (2002).
4. Tajima, T. & Dawson, J. M. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267–270 (1979).
5. Esarey, E., Sprangle, P., Krall, J. & Ting, A. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252–288 (1996).
6. Esarey, E., Krall, J. & Sprangle, P. Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2887–2890 (1994).
7. Esarey, E., Sprangle, P., Krall, J. & Ting, A. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas. *IEEE J. Quant. Electron.* **33**, 1879–1914 (1997).
8. Najmudin, Z. *et al.* Self-modulated wakefield and forced laser wakefield acceleration of electrons. *Phys. Plasmas* **10**, 2071–2077 (2003).
9. Leemans, W. P. *et al.* Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators. *Phys. Plasmas* **8**, 2510–2516 (2001).
10. Leemans, W. P. *et al.* Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 074802 (2003).
11. Catravas, P., Esarey, E. & Leemans, W. P. Femtosecond x-rays from Thomson scattering using laser wakefield accelerators. *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1828–1834 (2001).
12. Wang, X. J., Qiu, X. & Ben-Zvi, I. Experimental observation of high-brightness microbunching in a photocathode RF electron gun. *Phys. Rev. E* **54**, R3121–R3124 (1996).

13. Schoenlein, R. W. *et al.* Femtosecond X-ray pulses at 0.4 Å generated by 90° Thomson scattering — A tool for probing the structural dynamics of materials. *Science* **274**, 236–238 (1996).
14. Sprangle, P., Esarey, E., Krall, J. & Joyce, G. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200–2203 (1992).
15. Leemans, W. P. *et al.* Plasma guiding and wakefield generation for second-generation experiments. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 331–342 (1996).
16. Umstadter, D., Kim, J. K. & Dodd, E. Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073–2076 (1996).
17. Esarey, E., Hubbard, R. F., Leemans, W. P., Ting, A. & Sprangle, P. Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682–2685 (1997).
18. Durfee, C. G. & Milchberg, H. M. Light pipe for high intensity laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2409–2412 (1993).
19. Volkbeyn, P., Esarey, E. & Leemans, W. P. Guiding of laser pulses in plasma channels created by the ignitor-heater technique. *Phys. Plasmas* **6**, 2269–2277 (1999).
20. Kim, K. Y., Alexeev, I., Fan, J., Parra, E. & Milchberg, H. M. Plasma waveguides: Addition of end funnels and generation in clustered gases. *AIP Conf. Proc.* **647**, 646–653 (2002).
21. Gaul, E. W. *et al.* Production and characterization of a fully ionized He plasma channel. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4112–4114 (2000).
22. Toth, C. *et al.* Powerful, pulsed, THz radiation from laser accelerated relativistic electron bunches. *Proc. SPIE* **5448**, 491–504 (2004).
23. Leemans, W. P. *et al.* Laser-driven plasma-based accelerators — Wakefield excitation, channel guiding, and laser triggered particle injection. *Phys. Plasmas* **5**, 1615–1623 (1998).
24. Strickland, D. & Mourou, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
25. Leemans, W. P. *et al.* Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches. *Phys. Plasmas* **5**, 2899–2906 (2004).
26. Nieter, C. & Cary, J. R. VORPAL: A versatile plasma simulation code. *J. Comput. Phys.* **196**, 448–473 (2004).
27. Katsouleas, T., Wilks, S., Chen, S., Dawson, J. M. & Su, J. J. Beam loading in plasma accelerators. *Part. Accel.* **22**, 81–99 (1987).
28. Reitsma, A. J. W. *et al.* Simulation of electron postacceleration in a two-stage laser wakefield accelerator. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5**, 051301 (2002).
29. Tsung, F. S. *et al.* Near GeV energy laser wakefield acceleration of self-injected electrons in a cm scale plasma channel. *Phys. Rev. Lett.* submitted.
30. Saes, M. *et al.* A setup for ultrafast time-resolved x-ray absorption spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 24–30 (2004).

Acknowledgements This work was supported by the US Department of Energy and the National Science Foundation and used resources of the National Energy Research Scientific Computing Center at LBNL; C.G. was also supported by the Hertz Foundation. C.G. acknowledges his faculty advisor J. Wurtele. We appreciate contributions from G. Dugan, J. Faure, G. Fubiani, B. Nagler, K. Nakamura, N. Saleh, B. Shadwick, L. Archambault, M. Dickinson, S. Dimaggio, D. Syversrud, J. Wallig and N. Ybarrolaza.

Competing interests statement The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to W.P.L. (wplemans@lbl.gov).

A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams

J. Faure¹, Y. Glinec¹, A. Pukhov², S. Kiselev², S. Gordienko², E. Lefebvre³, J.-P. Rousseau¹, F. Burgy¹ & V. Malka¹

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Polytechnique, ENSTA, CNRS, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Institut für Theoretische Physik, 1, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 40225 Düsseldorf, Germany

³Département de Physique Théorique et Appliquée, CEA/DAM Ile-de-France, 91680 Bruyères-le-Château, France

Particle accelerators are used in a wide variety of fields, ranging from medicine and biology to high-energy physics. The accelerating fields in conventional accelerators are limited to a few tens of MeV m^{-1} , owing to material breakdown at the walls of the structure. Thus, the production of energetic particle beams currently requires large-scale accelerators and expensive infrastructures. Laser-plasma accelerators¹ have been proposed as a next generation of compact accelerators because of the huge

letters to nature

electric fields they can sustain²⁻⁵ ($>100 \text{ GeV m}^{-1}$). However, it has been difficult to use them efficiently for applications because they have produced poor-quality particle beams with large energy spreads²⁻¹⁰, owing to a randomization of electrons in phase space. Here we demonstrate that this randomization can be suppressed and that the quality of the electron beams can be dramatically enhanced. Within a length of 3 mm, the laser drives a plasma bubble¹¹ that traps and accelerates plasma electrons. The resulting electron beam is extremely collimated and quasi-monoenergetic, with a high charge of 0.5 nC at 170 MeV.

For most practical applications, high-quality particle beams with high spatial quality and monoenergetic energy distribution are required. A beam that does not satisfy these criteria would be hard to use, because it would be difficult to transport it and/or to focus it. In order to produce high-quality beams from plasma-based accelerators, two challenges have to be met: (1) the generation of an accelerating structure in the plasma, and (2) the trapping and acceleration of injected beam loads into the accelerating structure. In order to generate accelerating structures in the plasma, a focused ultraintense laser pulse is used to drive large-amplitude plasma waves. One possible method for achieving this is the laser wakefield, in which plasma waves are excited by the laser ponderomotive force. When the laser pulse length $c\tau$ (where c is the speed of light and τ is the pulse duration) is comparable to the plasma wavelength λ_p , the ponderomotive force, which is proportional to the gradient of the laser intensity, efficiently pushes plasma electrons out of the regions of strong laser field. Thus, electrons are separated from the ions, which do not move because of their higher mass. This creates the space charge field needed for particle acceleration, that is, the plasma wave.

The generation of intense accelerating fields in plasmas has been demonstrated in many experiments^{8,12,13}. Proof-of-principle experiments have shown the feasibility of externally injecting electrons from a conventional accelerator into the laser-driven plasma accelerating structure⁸⁻¹⁰. However, the output beam quality has been poor: the electron energy distribution has had a 100% energy spread. Until now, the most widespread method for producing electron beams from plasmas has relied on the self-modulated laser wakefield accelerator¹⁴⁻¹⁶. In this accelerator, the laser pulse is longer than the plasma wavelength. Under the influence of the self-modulation instability, its envelope modulates at the plasma

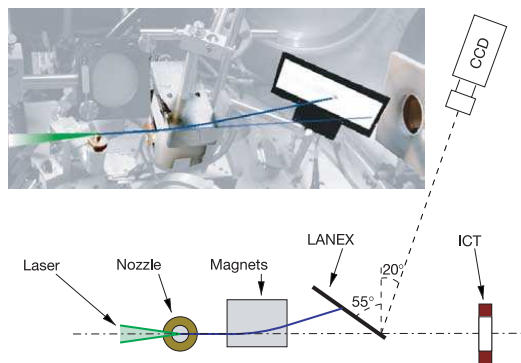


Figure 1 Experimental set-up. Top, picture of the experiment; bottom, diagram. An ultrashort and ultraintense laser pulse is focused onto a 3 mm supersonic gas jet and produces a highly collimated 170 MeV electron beam. LANEX is a phosphor screen; CCD, charge-coupled device camera; ICT, integrating current transformer.

frequency and resonantly excites a plasma wave. When the plasma wave amplitude reaches the wave-breaking level, copious amounts of plasma background electrons are trapped in the plasma wave and accelerated. Numerous experiments have produced electron beams with nC charge and divergence varying from a few degrees to tens of degrees and maxwellian energy distributions²⁻⁴. More recently, several groups^{5-7,17} have demonstrated that more compact lasers can be used to efficiently generate high-repetition-rate (10 Hz) electron sources, which could be used for applications. However, these beams still have very large energy spreads and a low number of electrons at high energy (typically $<1 \text{ pC}$ at $200 \pm 10 \text{ MeV}$). Previous experiments inherently produced poor-quality beams: wave-breaking occurred under the laser pulse envelope and the accelerated electrons were also under the influence of the ultra-intense laser field. Direct laser acceleration^{6,18} by transverse laser field caused the spatial beam quality to deteriorate, causing emittance growth.

Here we demonstrate the generation of high-quality electron beams from ultraintense laser-plasma acceleration. Extremely collimated beams with 10 mrad divergence and $0.5 \pm 0.2 \text{ nC}$ of charge at $170 \pm 20 \text{ MeV}$ have been produced. Contrary to all previous results obtained from laser-plasma accelerators, the electron energy distribution is quasi-monoenergetic. The number of high-energy electrons (170 MeV) is increased by at least three orders of magnitude with respect to previous work.

The experiment was performed by focusing a chirped pulse amplification laser^{19,20} onto a helium gas jet (Fig. 1). Figure 2a shows a picture of the electron beam when no magnetic field is applied. The electron beam is very well collimated, with a 10 mrad divergence (full-width at half-maximum, FWHM); to our knowl-

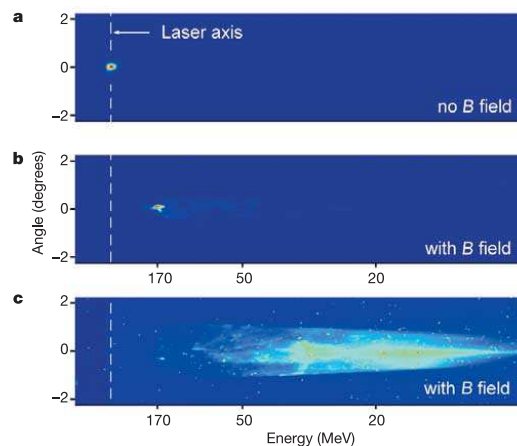


Figure 2 Raw images obtained on the LANEX screen. The vertical axis represents the beam angular divergence. When a magnetic field is applied, the horizontal axis represents electron energy. The white vertical dashed line is drawn at the intersection of the laser axis with the LANEX screen. **a**, Image of the electron beam spatial distribution obtained from the LANEX screen when no magnetic field (B) is applied. **b**, Image obtained when the magnetic field is applied, showing that the bulk of the beam is deviated and its position corresponds to 170 MeV electrons. The fact that the beam trajectory is displaced when a magnetic field is applied confirms that the signal on the LANEX screen corresponds to electrons and not to photons. **c**, Image obtained with a magnetic field and a higher plasma density ($n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). This electron beam has a much larger divergence and a 100% energy spread with few electrons above 100 MeV.

edge, this is the smallest divergence ever measured for a beam emerging from a plasma accelerator. Figure 2b shows the deviation of the beam when a magnetic field is applied. The image shows a narrow peak around 170 MeV, indicating efficient monoenergetic acceleration. For comparison, Fig. 2c shows an image obtained at higher electron density in the plasma ($n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Here, electrons are randomly accelerated to all energies and the number of high-energy electrons is low. In addition, the beam divergence is much larger than in Fig. 2b. Figure 3 shows an electron spectrum after deconvolution. The distribution is clearly quasi-monoenergetic and peaks at 170 MeV, with a 24% energy spread (corresponding to the spectrometer resolution).

Finally, the charge contained in this beam can be inferred using an integrating current transformer: the whole beam contains $2 \pm 0.5 \text{ nC}$, and the charge at $170 \pm 20 \text{ MeV}$ is $0.5 \pm 0.2 \text{ nC}$. From the above, we can deduce that the electron beam energy was 100 mJ. Thus, the energy conversion from the laser to the electron beam was 10%.

Experimentally, this regime could be reached in a narrow range of parameters: stretching the pulse duration above 50 fs was sufficient to lose the peaked energy distribution. Similarly, when the electron density was increased from $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ to $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the energy distribution became a broad plateau, similar to previous results⁵. Above 10^{19} cm^{-3} , the electron distribution was maxwellian-like with very few electrons accelerated at high energy. Below $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the number of accelerated electrons decreased dramatically, although the distribution was still monoenergetic. The evolution of electron spectra with experimental parameters indicates that using laser pulses shorter than the plasma period is beneficial for high-quality and monoenergetic electron acceleration.

To reach a deeper understanding of the experiment, we have run three-dimensional (3D) particle-in-cell (PIC) simulations using the code Virtual Laser Plasma Laboratory²¹. The simulation results are shown in Fig. 4a–c. The simulation suggests that our experimental results can be explained by the following scenario. (1) At the beginning of the simulation, the laser pulse length ($9 \mu\text{m}$) is nearly resonant with the plasma wave ($\lambda_p = 13.6 \mu\text{m}$); but its diameter ($21 \mu\text{m} > \lambda_p$) is larger than the matched diameter. (2) As the pulse propagates in the plateau region of the gas jet, it self-focuses and undergoes longitudinal compression by plasma waves (Fig. 4a). This decreases the effective radius of the laser pulse and increases the

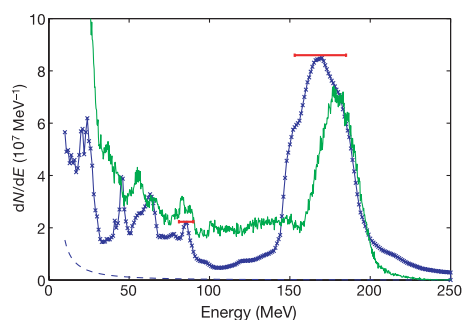


Figure 3 Experimental and simulated electron spectra. Blue line with crosses, electron spectrum corresponding to Fig. 2b, after deconvolution. Dashed line, estimation of the background level. Red horizontal error bars, resolution of the spectrometer. Green line, electron spectrum obtained from 3D PIC simulations. dN/dE is the number of electrons per MeV (E is the electron energy in MeV).

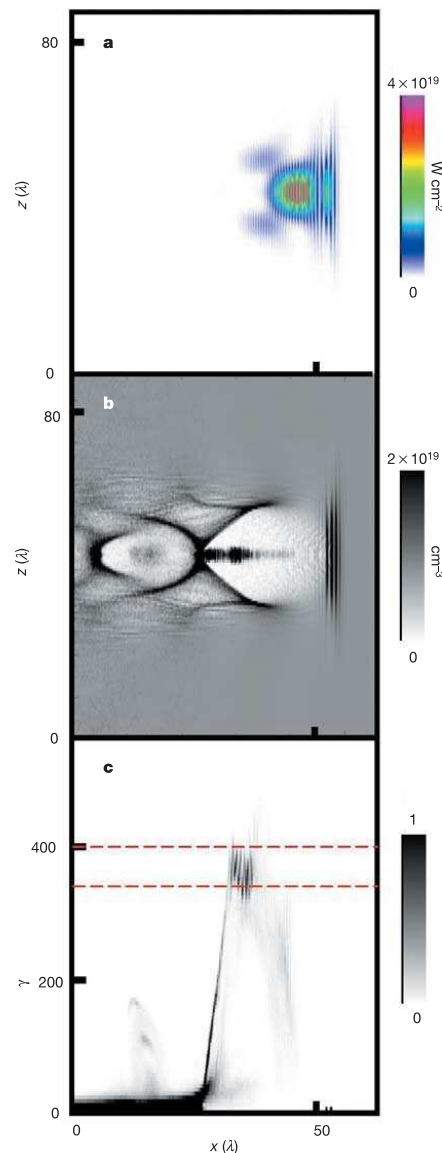


Figure 4 3D PIC simulation results. **a**, **b**, Distributions of laser intensity (**a**) and electron density (**b**) in the x - z plane, which is perpendicular to the polarization direction and passes through the laser axis. The laser pulse runs from left to right, and has propagated 2 mm in the plasma. The bubble structure is clearly visible. The laser pushes the electron fluid forward at the bubble head and creates a density compression there. Behind the laser we see the cavitated region with nearly zero electron density. The radially expelled electrons flow along the cavity boundary and collide at the X-point at the bubble base. Some electrons are trapped and accelerated in the bubble. The beam of accelerated electrons is seen as the black rod in **b**. These electrons are propagating behind the laser pulse (**a**) and are not disturbed by the laser field. **c**, Electron phase space density $f(x, \gamma)$ in arbitrary units. γ is the relativistic factor of the electron: $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, and v is the electron velocity. We see that the electrons have dephased and have self-bunched in the phase space around $\gamma \gg 350$. This self-bunching results in the mono-energetic peak in the energy spectrum (Fig. 3). The red horizontal dashed lines indicate the location of the mono-energetic peak in the phase space.

letters to nature

laser intensity by one order of magnitude. (3) This compressed laser pulse is now resonant with the plasma wave and it drives a highly nonlinear wakefield (Fig. 4b): the laser ponderomotive potential expels the plasma electrons radially and leaves a cavitating region behind (this is referred to as the 'cavitation' or 'blow-out' regime). In this regime, the 3D structure of the wakefield resembles a plasma bubble¹¹. (4) As the electron density at the walls of the bubble becomes large, wave-breaking occurs and electrons are injected and accelerated inside the bubble. (5) As the number of trapped electrons increases, the bubble elongates. Its effective group velocity decreases, and electrons start to dephase with respect to the accelerating field. This dephasing causes electron self-bunching in the phase space (Fig. 4c). This self-bunching results in the monoenergetic peak in the energy spectrum (Fig. 3).

Simulations also show that the quality of the electron beam is higher when trapped electrons do not interact with the laser field. If this were to occur, the laser field would cause the electrons to scatter in phase space, degrading the low divergence as well as the monoenergetic distribution. This argument could explain why higher-quality beams are obtained experimentally for shorter pulses and lower electron densities.

Figure 4a shows that the self-focused and compressed laser pulse stands in front of the trapped electrons (Fig. 4b), leaving them almost undisturbed^{5,11}. The electron energy spectrum obtained from the simulations is shown in Fig. 3: it peaks at 175 ± 25 MeV, in agreement with the experiment. The divergence of 10 mrad is also in agreement with experiments. Simulations also indicate that the electron bunch duration is less than 30 fs (here, the term 'bunch' refers to the fact that electrons are created in short bursts). Because the electron distribution is quasi-monoenergetic, the bunch will stay short upon propagation: considering a 24% energy spread at 170 MeV, we can show that the bunch stretches by only 50 fs m^{-1} as it propagates.

Another important point is the apparent robustness of the 'blow-out' regime. The initial laser parameters—for example, the focal spot radius and intensity—were far from the final values in the bubble (Fig. 4). Yet self-focusing led to compression of the laser pulse and to the formation of an electron cavity. The energy of 1 J for a 30 fs laser pulse, as used in the experiment, seems to be close to the threshold for this regime. Simulations¹¹ suggest that with more laser energy and shorter pulses, the blow-out regime and the formation of the bubble will lead to the acceleration of monoenergetic beams at higher energies and higher charges.

Our experimental results and 3D PIC simulations indicate that it is possible to generate a monoenergetic electron beam by carefully selecting laser and plasma parameters. The bunch duration (<50 fs), along with the present improvement in the charge (nC) and the quality of the electron beam (monoenergetic spectrum, low divergence), reinforce the relevance of plasma-based accelerators for many applications (such as high-resolution radiography for non-destructive material inspection, radiotherapy, ultrafast chemistry, radiobiology and material science). With the rapid progress of laser science, we expect that it will soon become possible to generate compact, monoenergetic and high-quality electron beams with a tunable energy range at a reasonable cost. Such a source would be perfectly adapted as an injector for future GeV laser-plasma accelerator schemes. It would also be relevant for generating ultrashort X-ray sources, using undulators or lasers via Thomson scattering. □

Methods

Laser

This new regime was reached by using the ultrashort and ultraintense laser pulse generated in a titanium-doped sapphire, chirped pulse amplification laser system. The laser pulse had a 33 ± 2 fs duration (FWHM), and contained 1 J of laser energy at central wavelength 820 nm. It was focused onto the edge of a 3-mm-long supersonic helium gas jet using a f/18

off-axis parabola. The diffraction-limited focal spot had a diameter of $r_0 = 21 \mu\text{m}$ at FWHM, producing a vacuum-focused laser intensity of $I = 3.2 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$, for which the corresponding normalized potential vector is $a_0 = eA/(mc^2) = 1.3$ (A is the laser vector potential, e and m are respectively the charge and mass of the electron). For these high laser intensities, the helium gas was fully ionized by the foot of the laser pulse and ionization did not play a role in the interaction.

Electron diagnostics

Electron detection was achieved using a LANEX phosphor screen, placed 25 cm after the gas jet. As electrons passed through the screen, energy was deposited and re-emitted into visible photons which were then imaged onto a 16-bit charge-coupled device (CCD) camera. For energy distribution measurements, a 0.45 T, 5-cm-long permanent magnet was inserted between the gas jet and the LANEX screen. The LANEX screen was protected by a 100- μm -thick aluminium foil in order to avoid direct exposure to the laser light. For deconvolution of the images obtained with the LANEX screen, electron deviation in the magnetic field has been considered as well as the electron stopping power inside the LANEX screen. The resolution (red error bar in Fig. 3) is limited by the electron beam spatial quality and by the dispersing power of the magnet. This gives a resolution of respectively 32 MeV and 12 MeV for 170 MeV and 100 MeV energies. Above 200 MeV, the resolution quickly degrades. The charge of the electron beam was measured using an integrating current transformer placed 30 cm behind the LANEX screen. It allowed us to measure the total charge of the beam when no magnetic field was applied, and the charge above 100 MeV when the magnetic field was applied.

PIC simulations

The simulation parameters corresponded to the optimal experimental case: the plasma electron density was $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the laser pulse duration was 30 fs and the initial laser spot size $21 \mu\text{m}$ FWHM. The laser pulse was assumed to be a perfect gaussian containing 1 J of energy. The plasma profile was chosen to fit the experimental density profile of the gas jet.

Received 5 July; accepted 25 August 2004; doi:10.1038/nature02963.

1. Tajima, T. & Dawson, J. M. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267–270 (1979).
2. Modena, A. *et al.* Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. *Nature* **337**, 606–608 (1995).
3. Umstadter, D., Chen, S.-Y., Maksimchuk, A., Mourou, G. & Wagner, R. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons. *Science* **273**, 472–475 (1996).
4. Moore, C. L. *et al.* Electron trapping in self-modulated laser wakefields by Raman backscatter. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3909–3912 (1997).
5. Malka, V. *et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science* **298**, 1596–1600 (2002).
6. Gahn, C. *et al.* Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4772–4775 (1999).
7. Malka, V. *et al.* Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses. *Phys. Plasmas* **8**, 2605–2608 (2001).
8. Kitagawa, Y. *et al.* Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48–51 (1992).
9. Everett, M. *et al.* Trapped electron acceleration by a laser-driven relativistic plasma wave. *Nature* **368**, 527–529 (1994).
10. Amiranoff, F. *et al.* Observation of laser wakefield acceleration of electrons. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995–998 (1998).
11. Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Appl. Phys. B* **74**, 355–361 (2002).
12. Clayton, C. E., Joshi, C., Darrow, C. & Umstadter, D. Relativistic plasma-wave excitation by collinear optical mixing. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2343–2346 (1985).
13. Amiranoff, F. *et al.* Observation of modulational instability in Nd-laser beat-wave experiments. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3710–3713 (1992).
14. Andreev, N. E., Gorbunov, L. M., Kirsanov, V. I., Pogosova, A. A. & Ramazashvili, R. R. Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma. *JETP Lett.* **55**, 571–574 (1992).
15. Sprangle, P., Esarey, E., Krall, J. & Joyce, G. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200–2203 (1992).
16. Antonsen, T. M. & Mora, P. Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204–2207 (1992).
17. Leemans, W. P. *et al.* Electron-yield enhancement in a laser-wakefield accelerator driven by asymmetric laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 174802 (2002).
18. Pukhov, A., Sheng, Z.-M. & Meyer-ter-Vehn, J. Particle acceleration in relativistic laser channels. *Phys. Plasmas* **6**, 2847–2854 (1999).
19. Strickland, D. & Mourou, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
20. Pittman, M. *et al.* Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system. *Appl. Phys. B* **74**, 529–535 (2002).
21. Pukhov, A. J. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab). *J. Plasma Phys.* **61**, 425–433 (1999).

Acknowledgements We acknowledge support from the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 "Structuring the European Research Area" programme (CARE) and from the German Scientific Council (DFG).

Competing interests statement The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to V.M. (victor.malka@ensta.fr).

Observation of Laser-Pulse Shortening in Nonlinear Plasma Waves

J. Faure,^{1,*} Y. Glinec,¹ J. J. Santos,^{1,†} F. Ewald,¹ J.-P. Rousseau,¹ S. Kiselev,² A. Pukhov,² T. Hosokai,³ and V. Malka¹

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, École Polytechnique, ENSTA, CNRS, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Institut für Theoretische Physik, 1 Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 40225 Düsseldorf, Germany

³Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo, 22-2 Shirane-shirakata, Tokai, Naka, Ibaraki, 319-1188 Japan
(Received 16 May 2005; published 7 November 2005)

We have measured the temporal shortening of an ultraintense laser pulse interacting with an underdense plasma. When interacting with strongly nonlinear plasma waves, the laser pulse is shortened from 38 ± 2 fs to the 10–14 fs level, with a 20% energy efficiency. The laser ponderomotive force excites a wakefield, which, along with relativistic self-phase modulation, broadens the laser spectrum and subsequently compresses the pulse. This mechanism is confirmed by 3D particle in cell simulations.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.205003

PACS numbers: 52.38.Kd, 42.65.Jx, 42.65.Re, 52.35.Mw

In recent years, the chirped-pulse-amplification technique [1] has permitted the production of laser pulses with peak powers ranging from 100 Terawatts (TW) to one Petawatt. These laser pulses can be extremely short (sub-100 fs) and they find applications in ultrahigh intensity laser-plasma interactions, such as particle acceleration [2,3], high harmonic generation, and X-ray lasers [4]. In high power laser systems (> 50 TW), the pulse duration is limited to about 30 fs by the finite spectral bandwidth of the laser amplifiers. Shorter pulses would be of interest because they could lead to higher peak powers without increasing the laser-pulse energy, e.g., without increasing the size and cost of the laser system. In addition, new physics could be explored with shorter pulses [5]: recent work in electron acceleration has shown that high quality quasi-mono-energetic electron beams can be obtained when shorter pulses are used [6].

Pulses as short as 5 fs have been produced at low energy ($< 100 \mu\text{J}$) using spectral broadening by self-phase modulation in gas-filled capillary tubes [7]. However, this technique cannot be applied at the 100 TW level, because it is limited by ionization and self-focusing in the gas. An alternative and promising solution is optical parametric amplification: it is able to support higher spectral bandwidths and can lead to sub-10 fs laser pulses [8]. However, the applicability of this technique still needs to be demonstrated for high energy pulses. In this context, using plasmas for further compressing laser pulses is only natural: plasmas can support much higher intensity levels than classical nonlinear optics material and relativistic laser-plasma interaction provides the nonlinearities required for laser-pulse compression. Indeed, the past few years have seen the emergence of numerous theoretical and numerical studies on pulse compression in plasmas. Amongst others, one can find the superradiant amplification of colliding laser pulses [9], the reflection of a laser onto a counterpropagating ionization front or onto a counterpropagating nonlinear plasma wave [10]. In Ref. [9], Shvets *et al.* have proposed the plasma equivalent of the optical parametric amplifier where a seed pulse is amplified and compressed at the same time. A proof-of-principle

experiment showed the feasibility of this method but the pulse was modulated rather than compressed [11] in the experiment. Most of these methods are based on the interaction of two colliding laser beams in a plasma, which is practically difficult to achieve. However, recent theoretical work has shown that it is possible to obtain pulse compression in a plasma using a single laser pulse [12–16]: the interplay of relativistic self-phase modulation, group velocity dispersion and the presence of a high amplitude nonlinear plasma wave can lead to laser-pulse self-compression. In this Letter, we present the first experimental observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasma waves and show that the pulse duration can be shortened by a factor of about 3, down to 10–14 fs. In the context of relativistic laser-plasma interaction, this result confirms that laser-pulse shortening occurs and contributes to generating very nonlinear plasma wakefields, as was previously seen in particle in cell (PIC) simulations [16].

The physics of the self-compression mechanism can be understood by a simple 1D picture. In relativistic laser-plasma interactions, the index of refraction of the plasma can be written as: $\eta(\xi) = 1 - (1 + \delta n/n)\omega_p^2/\gamma\omega_0^2$, where $\xi = ct - z$, ω_p , and ω_0 are, respectively, the plasma and laser frequencies, $\delta n/n(\xi)$ is the normalized density perturbation due to the plasma wave. The term $\gamma \approx (1 + a^2/2)^{1/2}$ is the relativistic correction to the mass of electrons oscillating in the laser field, and a is the normalized vector potential. The term $1 + \delta n/n$ is the correction to the index of refraction caused by the plasma wave. These corrections give rise to a collection of well-known effects for pulses longer than the plasma period [17]. For instance, the relativistic correction causes relativistic self-phase modulation (one dimension) and relativistic self-focusing (two dimensions). Similarly, the plasma wave gives rise to Raman forward scattering (one dimension), and the self-modulation instability (two dimensions).

Here, we are interested by the case where the pulse is shorter than the plasma wavelength ($c\tau < \lambda_p$). In this case, the above mentioned instabilities are greatly reduced.

Because of the varying index of refraction, the laser pulse experiences spectral broadening. The frequency shift can be written as $\delta\omega = -\omega_0 \int \partial\eta/\partial\xi dt$. Following this, the relativistic correction still causes self-phase modulation, inducing a local change of the laser frequency such that the front of the pulse is redshifted and the back of the pulse is blueshifted. In addition, when $a \approx 1$, the hydrodynamic response of the plasma wave cannot be neglected: the laser pulse drives a strong wakefield. The wakefield has a similar effect on the laser pulse: since the pulse completely sits inside the first oscillation of the plasma wave, its front is redshifted whereas its back is blueshifted. In conjunction with the group velocity dispersion (GVD) of the plasma, this leads to pulse compression: the back of the pulse travels faster than the front of the pulse. As the pulse becomes compressed, it becomes essentially redshifted because it stays in the descending slope of the plasma wave [12]. Note that this physics is analogous to the soliton effect taking place in optical fibers.

In reality, a 1D description of this problem is not sufficient because 2D effects such as self-focusing can be important and the geometry of the excited wakefields is essentially three dimensional. In fact, recent PIC simulations have shown that for large focal spots ($r_0 > \lambda_p$, where r_0 is the laser radius at FWHM), Raman side-scatter tends to disrupt the laser pulse and causes transverse filamentation [13,15]. In order to avoid this effect, the laser waist should also be matched to the plasma wavelength.

The parameters required for pulse shortening have been reached by using the ultrashort and ultraintense laser pulse generated with a titanium doped sapphire, chirped-pulse-amplification laser system. The laser pulse had a 38 ± 2 fs duration at full width at half maximum (FWHM), and contained 1.2 J of laser energy at central wavelength 820 nm. It was focused onto the edge of a 3 mm cylindrical supersonic helium gas jet [18], with a 500 μm density gradient at the front. The focal spot size was $r_0 = 21 \mu\text{m}$ at FWHM, producing vacuum-focused laser intensities of $I = 3.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, for which the corresponding normalized vector potential is $a_0 = 1.26$. For these high laser intensities, the helium gas was fully ionized by the foot of the laser pulse. The shortening of the laser pulse was observed for electron densities between $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The highest shortening with the best reproducibility was obtained for $n_e = 6\text{--}7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ for which the plasma wavelength ($\lambda_p = 12.2\text{--}13.6 \mu\text{m}$) is comparable with the laser-pulse length ($c\tau = 11 \mu\text{m}$). The diameter was larger than the plasma wavelength, but one may expect that self-focusing in the plasma brings it down to the matched value.

The transmitted laser spectrum and the pulse autocorrelation were measured simultaneously on every shot. We found two pieces of evidence that the laser pulse was shortened in the plasma: (i) through measurements of the pulse spectral broadening; (ii) through direct measurement of the pulse duration using a single-shot intensity autocor-

relator. The transmitted light spectrum was measured using an imaging visible spectrometer. The laser beam was transported and focused onto the entrance slit of the spectrometer using a spherical mirror and an achromatic doublet. In order to avoid any nonlinear effects in the material, the laser beam was attenuated using reflections on two blank wedges and a 0.1% transmission 5 μm -thick pellicule coated with aluminum. The spectra were recorded using a high-dynamic 16-bit CCD camera, and they were corrected for the spectral response of the CCD as well as for the spectral response of the spectrometer. The beam diameter on the autocorrelator was 13 mm but only a small fraction (2 mm) contributed to the autocorrelation measurement. So the autocorrelation gives indications of the pulse duration in the vicinity of the laser axis. The laser beam was coupled out of the interaction chamber through a 300 μm -thick mylar window in order to minimize the stretching of the laser pulse through the GVD of the measurement line. The autocorrelator consisted of a 50 μm -thick type I BBO crystal. The beam was separated into two parts by a reflective prism; each half-beam was sent on the BBO crystal with a 5° incidence angle. This gave a geometrical resolution of 2 fs, but a careful analysis of the dispersion of the measurement line shows that it was difficult to measure pulses shorter than 8 fs. Finally, phase matching for second harmonic generation in the 50 μm -thick BBO crystal limits the spectral bandwidth which can be frequency doubled and thus limits the minimum measurable duration to 10 fs.

Figure 1 shows the transmitted spectra for different plasma densities. The bottom curve shows the initial laser spectrum: its width at FWHM is 35 nm. When the laser interacts with the plasma, its spectrum considerably broadens because of the frequency shifts caused by the plasma wave and by relativistic self-phase modulation. The strong redshift is a signature of the excitation of a large plasma wave. The laser spectrum is broadened to 100–150 nm at FWHM, depending on plasma density, and it extends over 250 nm. Therefore, for such spectra, the transform limited pulse length at FWHM could be as short as 7–8 fs. In Fig. 2, we present the autocorrelation measurements. Figure 2(a) presents the raw autocorrelation images which clearly show a reduction of the pulse duration when the laser pulse interacts with the plasma. Assuming a Gaussian pulse shape, the vacuum pulse duration is 38 ± 2 fs. When the pulse interacts with the plasma, the FWHM of the autocorrelation is 14 ± 2 fs, suggesting that the pulse duration is shorter than this value. The exact pulse duration cannot be known because one has to assume a pulse shape in order to compute the pulse duration. A Gaussian pulse would give a FWHM of 9.9 ± 1.4 fs (close to the autocorrelator resolution), whereas a square pulse would give a FWHM of 14 fs. Thus one can conclude that the duration is $(10 - 14) \pm 2$ fs FWHM.

Figure 2(b) shows lineouts of the images obtained for propagation in vacuum and in a plasma at density $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Mathematically, it is impossible to compute the

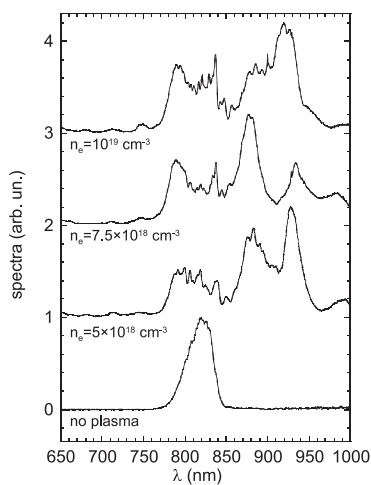


FIG. 1. Transmitted laser spectra for different plasma densities.

pulse shape from its autocorrelation: this problem does not have a unique solution. However, the presence of peaks in the autocorrelation suggests peaks in the intensity temporal profile. The inset presents a possible pulse shape which has been optimized to fit the measured autocorrelation. The side peaks could be due to residual self-modulation or to high order phase terms which prevent a perfect compression.

Another important point to consider is the overall energy efficiency of this mechanism. Using near-field imaging of the laser beam and far field imaging on the spectrometer, we estimated that 30%–50% of laser energy was dumped into the plasma, 10%–30% was scattered outside of the collection angle ($f/18$) and 40% \pm 10% was transmitted through the plasma, collected, and sent to the autocorrelator. Assuming that the pulse temporal profile is given by the inset in Fig. 2(b) and that it stays similar across the spatial distribution of the laser beam, then the main peak contains about 50% of the transmitted laser energy. Under these assumptions, the energy in the main peak is found to be 200 ± 50 mJ, which represents an overall compression efficiency of $20\% \pm 5\%$.

Similar results were obtained for densities between $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ to 10^{19} cm^{-3} . When the pulse was stretched, the shortening was less effective and the temporal profile had larger modulations. Similar trends were observed when the density was increased above 10^{19} cm^{-3} . It is interesting to note that shortening was observed for parameters close to the ones that were chosen for producing a high quality electron beam [6]. This is not surprising, previous PIC simulations on the acceleration of high quality electron beams in plasmas [6,16] have shown that the laser pulse tends to self-focus and self-compress. This eventually leads to the excitation of a large amplitude

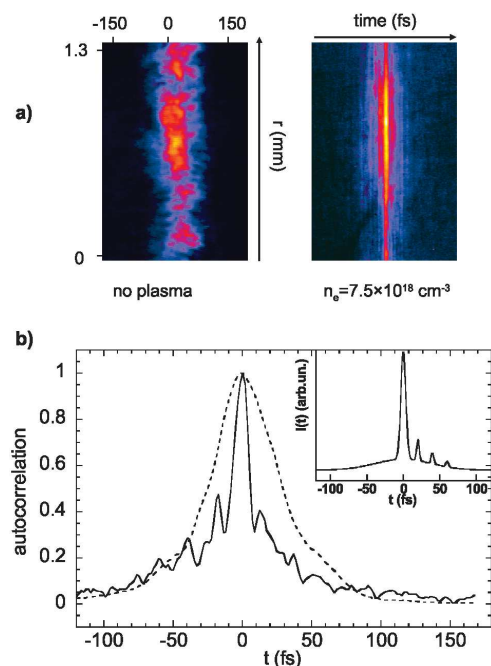


FIG. 2 (color). (a) Raw images obtained for different plasma densities with the autocorrelator. (b) Normalized lineouts of the laser-pulse autocorrelations. Dashed line: autocorrelation for a zero plasma density, full line: autocorrelation for $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The inset shows a possible pulse shape corresponding to this last autocorrelation.

wakefield, able to trap and accelerate plasma background electrons.

To get a deeper understanding of the mechanism of pulse shortening, we have performed a 3D PIC simulation using the code VLPL (Virtual Laser-Plasma Laboratory) [19]. In the simulation, we have sent a 30 fs long laser pulse with 1 J energy through a plasma slab with the density $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and a density profile corresponding to the experimental profile. The first three frames in Fig. 3 correspond to the initial pulse before entering the plasma and show (a) the on-axis intensity [20], (b) the integral frequency spectrum, and (c) the time-dependent spectrum. The last three frames show the pulse after it propagated 2 mm through the plasma. Comparing the frames (a) and (d) we see that the pulse intensity has grown due to self-focusing. Simultaneously, the pulse has experienced an overall shortening and modulation. Frame (e) also shows the large spectral broadening of the laser pulse. Looking more carefully at the intensity profile in Fig. 3(d), one can note that the pulse has a positive chirp: the head of the pulse is downshifted in frequency while the tail is upshifted. To illustrate this point, we have performed a time-dependent spectral analysis of the pulse. The result

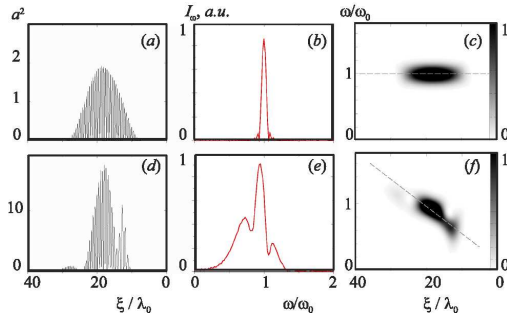


FIG. 3 (color online). 3D PIC simulation results. The laser runs from left to right, $\xi = ct - z$ is the longitudinal axis in the laser-pulse referential frame. Frames (a)–(c) show the initial laser pulse; frames (d)–(f) show the pulse after 2 mm propagation in plasma. Frames (a) and (d) show the on-axis intensity; (b) and (e) show the integral spectrum; (c) and (f) show the time-dependent pulse spectrum. The broken line in frames (c) and (f) show the mean chirp.

is shown in Fig. 3(f). The positive chirp is clearly seen there. These frequency shifts are correlated to the excitation of a large amplitude density perturbation. This simulation reproduces qualitatively the main features of the experiment: spectral broadening, pulse shortening, and residual modulation. An exact comparison with the experimental result is difficult because the simulation gives the pulse characteristics in the middle of the plasma and in the far field, whereas the measurement of the pulse duration was done in the near field after the pulse exited the plasma and freely propagated to the autocorrelator. Diffraction and propagation can alter significantly the details of the pulse temporal profile for such broad bandwidths. Calculating the laser-pulse diffraction and propagation into the near field would be extremely expensive in a direct 3D PIC code. Alternatively, Fresnel integrals are ineffective in this context because they are based on the paraxial and the slowly varying envelope approximations, which both break down for the long wavelengths obtained in the simulation. Thus, a specific model and a specific code need to be developed for treating this problem. This is out of the scope of the present Letter, but might be possible in future work.

In conclusion, we have measured the shortening of an ultraintense laser pulse in a plasma, from 38 ± 2 fs to $(10 - 14) \pm 2$ fs. In the present experiment, the interaction was highly nonlinear and laser-pulse shortening occurred simultaneously with electron beam production. Optimization of this technique could be achieved by operating in a less nonlinear regime and over longer propagation lengths. This could lead to a more stable regime, without energy loss to the electron beam. Now that the shortening of the pulse has been demonstrated, it will be of interest to obtain more information and to investigate the exact pulse

shape in future work. This will include the development and implementation of a more complex diagnostic (such as FROG or SPIDER) that can accommodate the constraints of our experiment.

The authors acknowledge fruitful discussions with Laszlo Veisz as well as the support of the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” program (CARE, Contract No. RII3-CT-2003-506395).

*Email address: jerome.faire@ensta.fr

Electronic address: <http://loa.ensta.fr>

†Present address: CELIA, UMR 5107 CNRS-CEA-Univ. Bordeaux 1, France.

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
- [2] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979); E. Esarey *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
- [3] E. L. Clark *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000); R. A. Snavely *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [4] A. L’Huillier and P. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993); P. Zeitoun *et al.*, *Nature (London)* **431**, 426 (2004).
- [5] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
- [6] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **431**, 541 (2004); C. G. R. Geddes *et al.*, *Nature (London)* **431**, 538 (2004); S. P. D. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).
- [7] M. Nisoli *et al.*, *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
- [8] G. Cerullo *et al.*, *Opt. Lett.* **23**, 1283 (1998); A. Shirakawa, I. Sakane, and T. Kobayashi, *Opt. Lett.* **23**, 1292 (1998); N. Ishii *et al.*, *Opt. Lett.* **30**, 567 (2005).
- [9] G. Shvets *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4879 (1998).
- [10] W. B. Mori, *Phys. Rev. A* **44**, 5118 (1991); S. V. Bulanov, T. Esirkepov, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 085001 (2003).
- [11] M. Dreher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 095001 (2004).
- [12] F. S. Tsung *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **99**, 29 (2002).
- [13] C. Ren *et al.*, *Phys. Rev. E* **63**, 026411 (2001).
- [14] D. F. Gordon and B. Hafizi, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 215001 (2003).
- [15] O. Shorokhov, A. Pukhov, and I. Kostyukov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 265002 (2003).
- [16] V. Malka *et al.*, *Science* **298**, 1596 (2002).
- [17] W. B. Mori, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1942 (1997).
- [18] S. Semushin and V. Malka, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2961 (2001).
- [19] A. Pukhov, *J. Plasma Phys.* **61**, 425 (1999).
- [20] The full 3D electromagnetic pulse has been computed in the simulation as in our earlier work [6]. In this case (i.e., when the pulse diameter is comparable to λ_p), the laser does not self-filament very much (contrary to the case of Ren *et al.* [13]). Thus the axial cut of the intensity does well in representing the pulse temporal profile.

High-Resolution γ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source

Y. Glinec,¹ J. Faure,¹ L. Le Dain,² S. Darbon,² T. Hosokai,³ J. J. Santos,¹ E. Lefebvre,² J. P. Rousseau,¹ F. Burgy,¹ B. Mercier,¹ and V. Malka^{1,*}

¹Laboratoire d'Optique Appliquée-ENSTA, UMR 7639, CNRS, École Polytechnique, 91761 Palaiseau, France

²CEA Ile-de-France, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

³Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo, 22-2 Shirane-shirakata, Tokai, Naka, Ibaraki, 319-1188, Japan
(Received 20 July 2004; published 18 January 2005)

An electron beam from a laser-plasma accelerator is converted into a γ -ray source using bremsstrahlung radiation in a dense material. The γ -ray beam has a pointlike source size because it is generated by a high quality electron beam with a small source size and a low divergence. Using this γ -ray source, the radiography of complex and dense objects with submillimeter resolution is performed. It is the first evidence of a γ -ray source size of a few hundreds micrometers produced with laser-driven accelerators. This size is consistent with results from Monte Carlo simulations.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.025003

PACS numbers: 52.38.Kd, 41.85.Ja, 87.59.Bh

The interaction of a high-intensity short laser pulse with an underdense plasma produces large electric fields which can be used to accelerate electrons. Since the medium is already ionized, the electric field amplitude is several orders of magnitude [1] greater than those currently attainable with conventional accelerator technology, which is now limited by material breakdown. Because of the rapid evolution of laser technology, leading to performance enhancement for a decreasing cost, laser-plasma interaction is expected to play an important complementary role in future generations of particle accelerators. Among the different laser-driven acceleration mechanisms (direct laser acceleration [2], plasma beat wave accelerator [1,3–5], self-modulated laser wakefield accelerator [6–10]), the forced laser wakefield regime was reported recently in our laboratory [11]. Here, the nonlinear behavior of the plasma wave drives the generation of energetic and low emittance electron beams [12]. The electron source diameter is also directly comparable to the laser waist (18 μm). This is an asset compared to conventional accelerators with similar electron energy, where the electron beam emittance hinders the beam focusing below millimeter scale. In this Letter, we take advantage of these recent improvements in laser-plasma electron accelerators to generate a high quality γ -ray source, which is obtained by bremsstrahlung radiation of electrons slowing down in a conversion target with high atomic number. In previous work on laser-driven radiography, no attention was given to precisely measure the γ -ray source size [13,14]. In the present Letter, radiographies of complex dense objects are performed, giving evidence of this small γ -ray source size. The results are then correlated to Monte Carlo simulations. It is a promising source for nondestructive material or mechanical inspection [15] and it could also play an important role in clinical applications [16] or in research fields where the size of the γ -ray source must be reduced.

The experiment is performed on the Ti:sapphire laser in “salle jaune” at Laboratoire d’Optique Appliquée, which operates in chirped-pulse amplification mode at 820 nm

[17]. The laser delivers 30 fs at full width at half maximum (FWHM) linearly polarized pulses with on-target energies of 1.3 J. The laser beam is focused with an $f/18$ off axis parabolic mirror onto a sharp-edged, constant density profile, 3 mm-diameter supersonic helium gas jet, which provides an initial plasma electron density n_e of $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The waist of the focal spot is 18 μm , resulting in vacuum focused intensities of the order of $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, which corresponds to a normalized laser vector potential, $a_0 = eA/m_e c^2$, of 1.4.

The electron spectrum, shown in Fig. 1, is measured in one shot by imaging the light emitted by a Lanex film, which is the relaxation transition of a phosphor excited by the electrons passing through the material. This film is placed on the laser axis, behind compact magnets, and it is protected from direct laser light by a thin aluminum foil. This spectrum is calibrated using an Integrating Current Transformer (ICT), centered on the laser axis, which gives

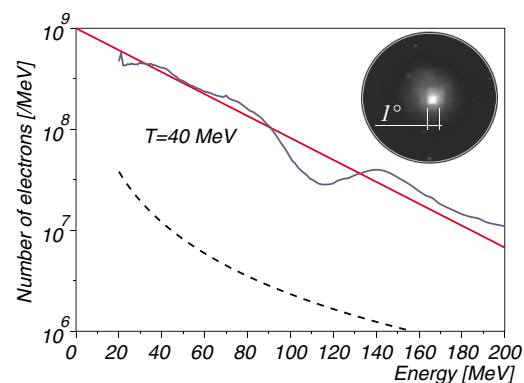


FIG. 1 (color online). Electron spectrum, fitted by a Maxwellian distribution with temperature $T = 40 \text{ MeV}$, and electron dose profile in the Lanex film in the inset. The dashed curve is the detection threshold.

the charge of the collected electrons (whose energy is above 110 MeV). The signal on the film is well above the detection threshold, and the minimal (20 MeV) and maximal (200 MeV) energy which are represented are limited by the resolution of the spectrometer. A Maxwellian fit of the spectrum corresponds to an average temperature of $T = 40$ MeV. When removing the magnets, we obtain the dose deposition profile of the electron beam, which is shown to be in a narrow cone of 1° FWHM in the inset of Fig. 1, and we also measure the total charge of the electron beam passing through the ICT. The number of electrons with energy above 2 MeV was found to be about 10^{10} per shot.

The experimental setup for radiography is drawn on Fig. 2. This characterized electron source is converted into γ rays inside a 2.5 mm-thick tantalum converter, placed at 3 mm from the center of the nozzle. The bremsstrahlung radiation produced during the scattering inside the foil is used to radiograph a 20 mm-diameter spherical hollow object made of tungsten, located 220 mm away from the nozzle. A sinusoidal shape, with cylindrical symmetry, is etched on the inner part of the object, as shown on Fig. 2. For the upper (lower) part of the object, respectively, each oscillation of the 6-period (5-period) sinusoid corresponds to an 11° (13°) rotation angle and an amplitude of 1.9 mm (2.4 mm). The average radius of this sinusoid from the center is 7.85 mm on the A-A' cut, which gives a maximum thickness of 12.9 g/cm². The axis of this object is chosen perpendicular to the laser axis. The transmitted radiation is then detected on a γ camera, composed of a Bismuth-Germanium-Oxyde (BGO) scintillator which is imaged on a charge-coupled device (CCD) camera. The imaging system is composed of a flat mirror, an objective, and a photon amplifier. The size of each BGO crystal (600 μ m) in the 160 mm-square matrix limits the resolu-

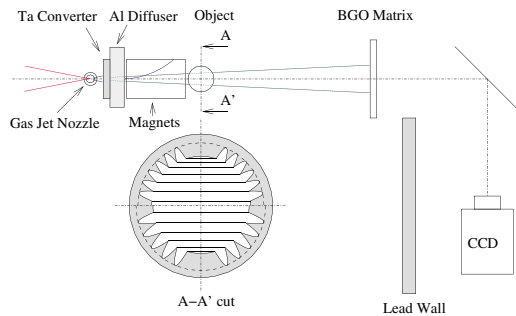


FIG. 2 (color online). Experimental setup. The electrons accelerated during the interaction of the laser pulse with the gas jet slow down in the tantalum converter, which leads to γ -ray generation. The electrons are removed from the laser axis by strong magnets and the aluminum diffuser. The intensity transmitted through the object is imaged on the γ camera. A cut of the object is also shown.

tion of the detector. The scintillator is placed at 1.6 m from the electron source. This makes a magnification factor of 7.3, corresponding to a pixel size of 80 μ m on the object. The choice of this magnification is the result of a compromise between decent spatial resolution and a high enough dose on the γ camera. The nozzle-object distance is chosen large enough to reduce the parallelism problems which would blur small details on the image. In order to avoid bremsstrahlung of electrons inside the object which is radiographed, a magnetic field is applied behind the converter to bend the electron trajectory. Without the converter, only electrons with kinetic energy above 60 MeV are expected to hit the object. We have also added a 7.5 mm-thick aluminum foil in order to increase the scattering of the electrons. The magnets combined with the aluminum foil ensure an efficient electron scattering as well as the reduction of the noise generated inside the object.

In order to evaluate the characteristics of the photon source, Monte Carlo (MC) simulations were performed using GEANT4 [18] and MCNP [19]. In order to reduce the computing time, a total of 10^8 electrons are simulated and distributed along a Maxwellian energy distribution $f(E) \propto \exp(-E/T)$ and a Gaussian angular distribution $g(\Theta) \propto \exp(-4 \ln 2 \Theta^2 / \Theta_0^2)$, whose aperture $\Theta_0 = 1^\circ$ FWHM was chosen to be independent of the electron energy. In both cases, the MC simulations described two kinds of discrete events: (i) elastic scattering [20] of the electrons on the atoms of a pure, homogeneous, invariant material and, (ii) photon production above an arbitrary threshold of $k_{\text{cut}} = 10$ keV [21]. Between these impacts, the collisional stopping power [22] and the radiative stopping power [23], corresponding to all photons with energy $k < k_{\text{cut}}$, absorbed in the surrounding material, were calculated to

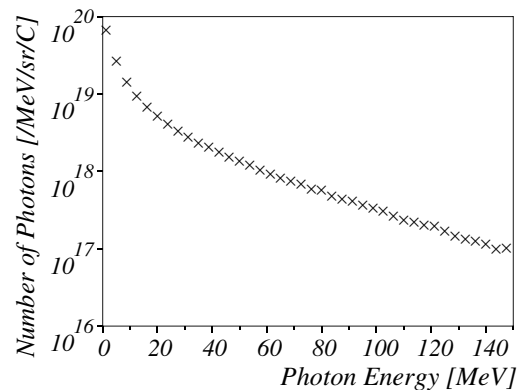


FIG. 3. Photon spectrum from Monte Carlo simulation averaged between 0° and 1° (with parameters $T = 40$ MeV and $\Theta_0 = 1^\circ$ for the electron beam converted in γ rays in a 2.5 mm-thick tantalum target followed by a 7.5 mm-thick aluminum foil).

account for the energy loss in the medium along the electron trajectory. The results of the electron transport and γ -ray production in a foil are presented in Fig. 3 and 4. They show a very well collimated ($\sim 3^\circ$ FWHM), energetic distribution for this photon source.

From the simulations, the photon source size is $320 \pm 10 \mu\text{m}$ in diameter (FWHM) at the output of the tantalum converter. Since the cross sections scale as the square of the atomic number, the radiation conversion in the aluminum foil is expected to be low compared to the yield in the converter. According to the simulations, the incident electron energy conversion is 49% in the first converter and 2.8% in the second one. So, the aluminum filter does not significantly degrade the γ -ray source. For a monoenergetic photon beam, the exact definition of the spot size is defined as the minimum rms diameter of the γ -ray flux, computed using ray-tracing methods in all planes along the laser axis [24]. To extend this definition to polychromatic beams, the contribution of each photon is weighted with its attenuation coefficient in the detector, and the minimum rms diameter of this modified flux must be computed. In this simulation, the dose distribution size was calculated in one plane (the tantalum output plane). This value should be close to the "effective" γ -ray source size, located somewhere inside the converter. A radiography of an object with sharp edges was also performed in order to estimate the experimental spot size. Figure 5 is comparable to images obtained by knife-edge techniques. In this case, we use a thick 20 mm steel plate with squares of different size drilled in it. Because of the manufacturing process, lines between the sets of 5 squares of different sizes can also be seen on the image. The value which is measured on Fig. 5 is the FWHM size of the derivative of the plot profile averaged over 5 lines. This gives a size of 31 ± 1 pixels on the CCD camera which corresponds to a source size of $450 \pm 15 \mu\text{m}$ FWHM. The mismatch with the computed value is

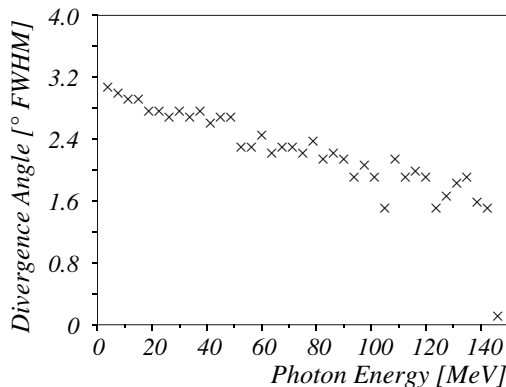


FIG. 4. Angular distribution of photons computed by Monte Carlo simulation (with parameters of Fig. 3).

due to the following factors: (i) the intrinsic detector blur ($\sim 170 \mu\text{m}$ in the object plane), which was not taken into account in the simulation, (ii) the alignment of the 20 mm-thick plate, which must be perfectly perpendicular to the laser axis, (iii) the initial parameters of the simulation which are slightly different from the experimental electron beam. In particular, the angular divergence is expected to be larger for low energies, thus increasing the γ -ray spot size. Finally, (iv) the scattered electrons may also interact with the object itself, adding noise to the radiography. However, it should be kept in mind that the spatial quality of the γ -source can still be enhanced by moving the converter towards the nozzle, on the laser axis, or by decreasing the converter thickness or even by using stronger magnets to avoid using aluminum foils.

From the same calculations, the expected γ dose on the laser axis at 1 m in air should be about 4.5×10^5 Gy/C without the object. In other terms, for a total charge of 1.6 nC (above 2 MeV), this would make a photon dose of 1 Gy in air at 2.7 cm from the gas jet nozzle.

The output of this MC simulation was used as a photon source for a radiography simulation. The intensity I_k of photons was damped according to the thickness of material in the object l using a Beer-Lambert law, $I_k(l) \propto \exp[-\mu(k)l]$, where $\mu(k)$ is the γ -ray attenuation coefficient from the NIST database [25] corresponding to photon energy k . A map of thicknesses was calculated by projecting the object in the (x, y) plane, using a ray-tracing technique throwing rays from a point source located in the middle of the gas jet. The intensity attenuation rate is 54% for 10 MeV photons traveling through 12.9 g/cm^2 .

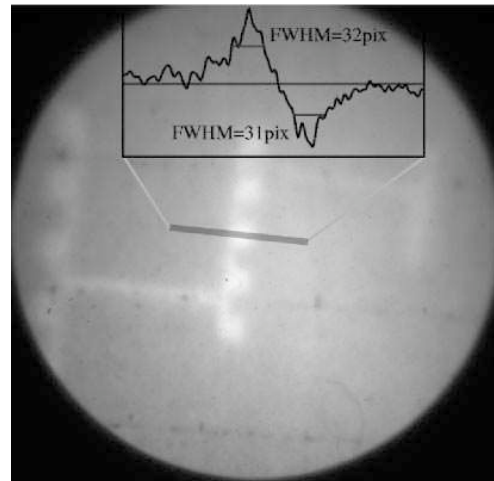


FIG. 5. Spot size measurement. This object is a 20 mm-thick steel plate, with 1.0, 0.75, and 0.4 mm-square holes from left to right. The curve represents the derivative of the profile averaged over the rectangular area in the center.

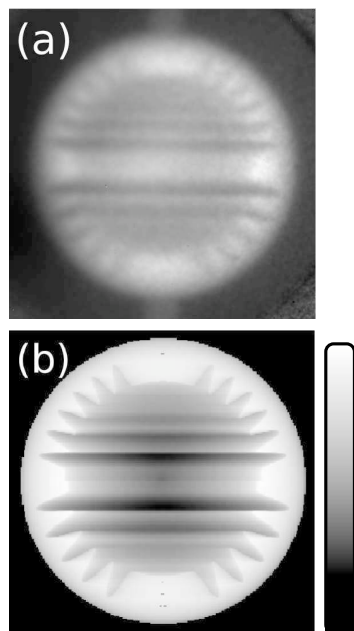


FIG. 6. Radiography images of a 2 mm-diameter tungsten object with cylindrical symmetry corresponding to (a) the experimental image and (b) the computed image. Color tables are linear. A simple post processing has been performed, consisting of a division by a reference image without the object.

The incidence of photons (up to 2.6°) is taken into account in the radiography simulation, leading to a blurring of the calculated contrast as the radius increases. The discrete events for the photons (photoelectric effect, Compton effect, pair production) are not simulated. Therefore, the secondary photons are not described. The experimental and computed radiographs are presented in Fig. 6. One can notice that all sinusoidal lobes can be seen on the experimental image. A detailed analysis of this radiograph will be presented in another publication. The simulation shows the maximum contrast that could be obtained, independently of the experimental limitations described above.

In conclusion, we performed a submillimetric resolution radiography experiment using a laser-driven electron accelerator. The main characteristics of this electron beam were used in a MC simulation to calculate the properties of the γ -ray source produced by bremsstrahlung radiation inside a tantalum converter. From the MC simulations, and from the experimental image, we calculated and measured a spot size which should be about $320 \mu\text{m}$ FWHM numerically and less than $450 \mu\text{m}$ FWHM experimentally. This photon source is also expected to be ultrashort since the electron source duration is comparable to the laser pulse duration (30 fs) and the lengthening during scattering

in the tantalum target is controlled by its thickness. Ultrashort γ -ray sources are interesting for several applications including fast moving object monitoring or high density metal compression visualization [15]. To conclude, these electrons and γ sources have a better spatial and temporal resolution than other conventional sources. Recent major improvements in laser-plasma acceleration have also shown the production of monoenergetic electron beams [26–28]. All these excellent characteristics, combined with a decreasing cost and size of terawatt lasers, will make such sources extremely useful for radiographic applications.

*Electronic address: victor.malka@ensta.fr

- [1] T. Tajima and J. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [2] C. Gahn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4772 (1999).
- [3] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996), and references therein.
- [4] F. Amiranoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3710 (1992).
- [5] C. E. Clayton, M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. A. Marsh, and C. Joshi, *Phys. Plasmas* **1**, 1753 (1994).
- [6] A. Modena *et al.*, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).
- [7] E. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2887 (1994).
- [8] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili, *JETP Lett.* **55**, 571 (1992).
- [9] T. M. Antonsen and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).
- [10] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200 (1992).
- [11] V. Malka *et al.*, *Science* **298**, 1596 (2002).
- [12] S. Fritzler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 165006 (2004).
- [13] M. D. Perry *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 265 (1999).
- [14] R. D. Edwards *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2129 (2002).
- [15] Y. Chen *et al.*, in *Proceedings of the XXI International Linac Conference, Gyeongju, Korea*, (U. S. Department of Energy, 2002).
- [16] K. K. Kainz *et al.*, *Med. Phys.* **31**, 2053 (2004).
- [17] M. Pittman, S. Ferré, J.-P. Rousseau, L. Notebaert, J. P. Chambaret, and G. Chériaux, *Appl. Phys. B* **74**, 529 (2002).
- [18] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003).
- [19] F. B. Brown *et al.*, *Trans. Am. Nucl. Soc.* **87**, 273 (2002).
- [20] E. Zeitler and H. Olsen, *Z. Naturforsch.* **B21**, 1321 (1966).
- [21] M. Seltzer and J. Berger, *At. Data Nucl. Data Tables* **35**, 345 (1986).
- [22] F. Rohrlich and B. C. Carlson, *Phys. Rev.* **93**, 38 (1954).
- [23] A. Bielajew, National Research Council of Canada Report No. PIRS-0203, 1989.
- [24] G. W. Forbes, *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 1943 (1988).
- [25] J. H. Hubbel and S. M. Seltzer, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD Report No. NISTIR 5632, 1997.
- [26] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).
- [27] C. G. R. Geddes *et al.*, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).
- [28] S. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).

Observation of Fine Structures in Laser-Driven Electron Beams Using Coherent Transition Radiation

Y. Glinec,¹ J. Faure,¹ A. Norlin,¹ A. Pukhov,² and V. Malka^{1,*}

¹Laboratoire d'Optique Appliquée - ENSTA, UMR 7639, CNRS, École Polytechnique, 91761 Palaiseau, France

²Institut fuer Theoretische Physik I, University of Duesseldorf, 40225 Duesseldorf, Germany

(Received 21 August 2006; published 9 May 2007)

We have measured the coherent optical transition radiation emitted by an electron beam from laser-plasma interaction. The measurement of the spectrum of the radiation reveals fine structures of the electron beam in the range 400–1000 nm. These structures are reproduced using an electron distribution from a 3D particle-in-cell simulation and are attributed to microbunching of the electron bunch due to its interaction with the laser field. When the radiator is placed closer to the interaction point, spectral oscillations have also been recorded, signature of the interference of the radiation produced by two electron bunches delayed by 74 fs. The second electron bunch duration is shown to be ultrashort to match the intensity level of the radiation. Whereas transition radiation was used at longer wavelengths in order to estimate the electron bunch length, this study focuses on the ultrashort structures of the electron beam.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.194801

PACS numbers: 29.27.Fh, 52.38.Kd

Transition radiation is widely used to diagnose electron beams [1]. This radiation is emitted by a charged particle at an interface, where the dielectric function varies [2,3]. This technique is now used with thin metallic foils in particle accelerators and carries information on the electron beam distribution such as the beam energy and the angular spread [1], the spot size, the bunch shape [4], or its length [5]. More recently, this technique has been suggested to measure the microbunch separation (longitudinal modulation) produced in a free electron laser [6]. Microbunching has been observed in the far infrared [7] and in the visible range using coherent optical transition radiation (COTR) [8], where a strong dependency of microbunching with propagation distance in the undulators has been measured.

In laser-plasma interaction, COTR has shown the generation of bursts of electrons at the second harmonic of the laser on a solid target [9]. In underdense interaction for electron acceleration, transition radiation has been recorded at different wavelengths to retrieve information on the envelope of the electron beam. In the range 0.1–1 mm [10,11], it has shown the production of a bright THz source, adapted to applications. The authors concluded that their measurement was consistent with sub-100 fs electron bunches. The issue was also addressed in the range 8–10 μm [12].

Transition radiation can give useful information on the electron bunch temporal structures when the radiation is coherent or partially coherent. The radiation is usually said to be incoherent when the bunch size is longer than the emitted wavelength: electrons generate transition radiation at random phases and the radiated fields do not add up coherently. On the other hand, when the bunch contains temporal structures which are shorter than the wavelength of emission, electrons radiate in phase and the radiation adds up coherently. In consequence, the radiation is coherent or at least partially coherent and it is orders of magni-

tude larger than the incoherent signal. In this case, the spectrum of the radiation is closely related to the Fourier transform of the bunch shape. Thus, measuring the transition radiation spectrum gives information on the bunch temporal structures.

Here, we focus on shorter wavelengths corresponding to the inner structure of the electron beam. We have recorded the optical transition radiation (OTR) radiation emitted by the electron beam at an interface in the visible range. First, we show that the radiation intensity measured drops dramatically as the distance to the radiator increases, showing the coherence properties of the emission. A simultaneous measurement of the radiation spectrum at different distances reveals peaks and rapid spectral modulations, showing structures of the electron beam accelerated using a laser-plasma accelerator. An electron beam from a particle-in-cell (PIC) simulation is used to compute the OTR radiation, which successfully reproduces spectral peaks and confirms the interpretation proposed.

The experiment is performed on the Ti:sapphire laser in “salle jaune” at Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), which operates in chirped-pulse amplification mode at 820 nm [13]. The laser delivers 30 fs at full width at half maximum (FWHM) linearly polarized pulses with on-target energies of 1.1 J. The laser beam is focused with an $f/18$ off-axis parabolic mirror onto a sharp-edged, constant density profile, 3 mm-diameter supersonic helium gas jet, which provides an initial plasma electron density n_e of $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The waist of the focal spot is 18 μm , resulting in vacuum focused intensities of the order of $3.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, which corresponds to a normalized laser vector potential, $a_0 = eA/m_e c^2$, of 1.3.

At the interaction point, the large ponderomotive force of the laser expels the electrons from the propagation axis. This drives a nonlinear plasma wave behind the laser pulse, corresponding to a peak longitudinal electric field of the

order of 1 TV/m. Electrons from the plasma are self-injected in this structure and accelerated to high energies (~ 200 MeV) over a few millimeters [14,15]. The structure of this electron beam is analyzed using forward OTR diagnostic. A 100 μm -thick aluminum foil is placed on the electron path and the radiation generated at its boundary is simultaneously (using a glass window) imaged onto a 16-bit charge coupled device (CCD) camera and onto the slit of an imaging spectrometer in the visible range. This spectrometer contains a grating with 150 lines per millimeter, blazed at 500 nm. The instrumental response of the CCD camera, the spectrometer, and the density filters have been absolutely calibrated and corrections have been applied on the spectra shown here. The spectral range of detection is limited to 400–1000 nm. Between shots, the aluminum foil is moved laterally to a clean surface. Null tests were performed without gas to check that no signal was recorded. This relatively thick foil ensures opacity to both the amplified spontaneous emission and the main laser pulse.

Figure 1 shows the OTR energy emitted in the range 400–1000 nm for different positions of the radiator (1.5 mm, 30 mm, and 140 mm). The integrated number of counts of the OTR images on the CCD camera have been converted into emitted energy using the absolute calibration of the detection system. Independent electron spectra have been obtained using a magnet and the absolute calibration of a scintillator screen [16]. The estimated level of incoherent OTR radiation for these spectra is represented by a gray area. At the shortest distance, the energy emitted is about 5 orders of magnitude higher than this incoherent level and the signal remains above this level even at 140 mm, revealing the partially coherent nature of the emission.

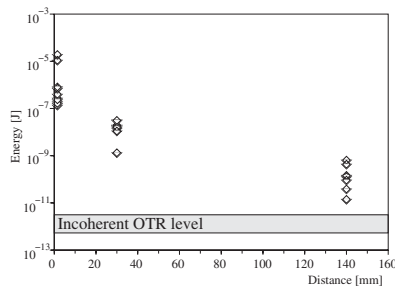


FIG. 1. OTR energy in the range 0.4–1.0 μm from the imaging diagnostic as function of the position of the radiator. After correction for the background, the signal has been integrated over the CCD chip and converted into energy using the absolute calibration of the detection system (spectral response from the CCD and the filters). The gray area represents the energy level for an incoherent emission estimated using the electron spectra measured independently.

As the radiator is placed further along the laser axis, the optical diagnostic is moved to keep the collection angle constant. The closer the radiator, the more intense the radiation. The decrease of OTR intensity comes from (i) the increasing size of the emitting area because of the divergence of the beam, (ii) the smoothing of the structures of the electron beam upon propagation due to the distribution of longitudinal and transverse momenta, and (iii) the space-charge effect. And also because of the scattering in the foil itself, it is not expected to have a fully coherent emission at the exit plane of the radiator. However, the level of OTR energy emitted, its dependence with distance and the fluctuations of the signal (well above the usual charge fluctuations) are evidence of the partially coherent emission of radiation. Thus, this electromagnetic wave contains information about the delay between electrons at the interface for the fraction of electrons which contributes to this intense signal. The spectral properties of the OTR radiation are shown hereafter.

Now, the radiator is placed at 30 mm from the interaction point. Figure 2 shows two examples of OTR spectra with peaks at different wavelengths (430, 570, 590, and 740 nm). For these shots, an iris was used which limited the half angle of collection to 3 and 8 mrad, respectively, for spectra (a) and (b). On curve (a), the signal rises again above 800 nm. This particular feature, for which the sensitivity of the detector drops, depends on the background subtraction. However, the spectral response is flat in the range 450–680 nm and other peaks are not artifacts.

In our usual experimental conditions, the laser pulse is shorter than the plasma period and it self-shortens during the interaction [17]. Therefore, the electrons are injected in the plasma wave, where the electric field of the laser is weaker. As the electrons dephase with respect to the plasma wave during their acceleration, the most energetic ones will experience the strong transverse electric field of the laser, which will modulate the electron beam. It is

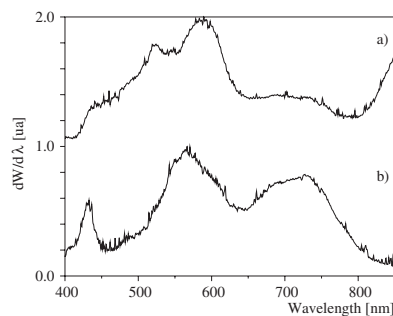


FIG. 2. Examples of OTR spectra obtained experimentally for a radiator placed at 30 mm from the interaction point. These spectra are deconvolved from the instrumental response. An iris limits the collection angle to half angles of (a) 3 mrad and (b) 8 mrad.

likely that these peaks in the OTR spectra are the signature of the interaction of the electron beam with the back of the laser pulse, which has been reported recently by measuring the correlation between the electron bunch ellipticity and the polarization of the laser [18].

One also notices that the wavelengths of the peaks differ from the central wavelength of the laser (about 810 nm). In fact, the plasma wave and the relativistic self-phase modulation modify the laser wavelength during its propagation. In our extremely nonlinear conditions, this leads to a blueshift of the laser frequency at the back of the laser pulse [17], where the electrons are. This explains the short wavelength of modulations in the experimental observations.

In order to confirm this point, the transition radiation has been computed using an electron distribution from a 3D PIC code which reproduces the typical experimental conditions. This simulation, performed with parameters similar to our experimental conditions, has been described in detail in Ref. [14]. The electron distribution is shown in Fig. 3. In the simulation, we have considered only the most energetic electrons (above 100 MeV, corresponding to 150 000 particles) in order to limit the computation time. These energetic electrons will emit in a cone with half angle $1/\gamma \sim 5$ mrad, which agrees with the collection angle in Fig. 2. Here, the spectrum has been computed after a propagation of only $100 \mu\text{m}$ because in the simulation, the transition becomes quickly incoherent owing to the small number of electrons that were used for the calculation compared to the experiments. There are some other reasons that might also explain a more intense OTR signal in the experiments even for larger distances (see Fig. 1): (i) the less energetic part of the distribution is more sensitive to the laser field, more easily modulated, and their contribution to the spectral peak in the OTR might be large; (ii) after they exit the plasma, the electrons remain under the influence of the laser field over a distance comparable

to the Rayleigh length $Z_r \sim 1.4$ mm (natural diffraction length).

There are different theories on the OTR radiation emitted by an electron at a metal-vacuum interface. We have used separately the angular distribution [19,20] and the spatial distribution [21] of the radiation, the latter assuming an electron incidence perpendicular to the radiator. From Ref. [21], only the part of the electric field which propagates up to the detector has been simulated. The electric field has been summed over the electron distribution. Each contribution includes a phase which takes into account the delay for the radiation to be emitted (containing longitudinal and transverse momenta of the electrons) and the delay due to the geometry of observation.

The computed spectra are shown in Fig. 4. Both methods give similar spectrum with similar intensity. The mismatch comes from the assumptions of the two models. One notices a peak around 600 nm, corresponding to wavelength of the spatial modulations seen in Fig. 3. This modulation is the result of the interaction with the electric field of the laser, blueshifted by nonlinear effects. One also notes the second harmonic in the computed spectrum. This second harmonic could not be observed in the experiment due to a lack of sensitivity at this wavelength.

The radiator has also been placed closer to the electron source at $L = 1.5$ mm from the output of the gas jet. Figure 5(a) reveals very interesting features: well-defined spectral modulations of the OTR spectrum. This interference pattern is produced by two successive electron bunches separated by a delay τ , which will modulate the spectrum with a phase $\omega\tau$, where ω is the pulsation of the radiation from the spectrum. From the period of the modulations in the range 500–600 nm, one obtains a delay $\tau = 74$ fs. Using scintillator screens to observe the transverse electron beam profile, we have already seen several electron bunches in the same shot [22]. The effects of beam propagation up to the radiator (different average kinetic

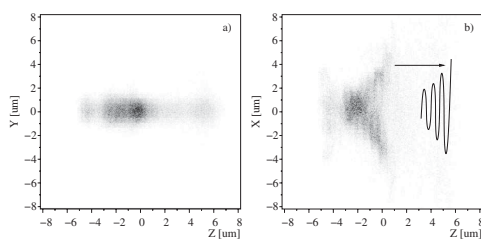


FIG. 3. Electron distribution from 3D PIC simulation, containing electrons above 100 MeV: (a) perpendicular to the plane of polarization of the laser, (b) in the plane of polarization of the laser. The electrons move from left to right. A structure in the electron distribution can be seen as the electrons overlap with the transverse laser field. This structure is reproduced with a solid line shifted to the right.

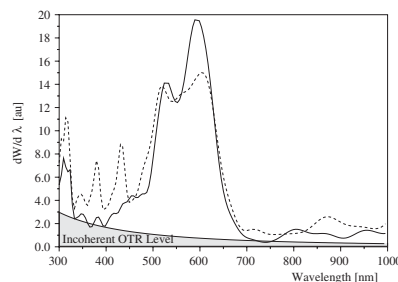


FIG. 4. OTR spectrum generated at a metal-vacuum boundary placed at $100 \mu\text{m}$ from the electron distribution in Fig. 3, using the angular distribution (solid line) and the spatial distribution (dashed line). The ratio between the coherent peak and the incoherent level scales linearly with the number of particles (150 000 electrons are used in the simulations).

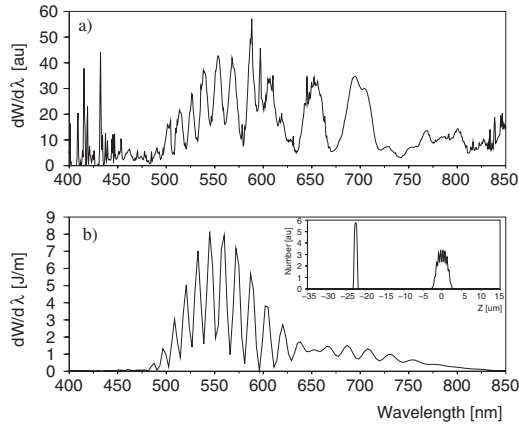


FIG. 5. (a) OTR spectrum with high frequency modulations in the range 500–600 nm. The very high frequency signal below 450 nm contains only noise from x rays directly detected by the CCD camera. The half angle of collection is 70 mrad. (b) Example of OTR spectrum computed using two electron bunches, as shown in the inset.

energy or output angles) cannot explain alone the large delay measured.

Therefore, the two electrons beams are expected to have an initial separation and to originate from two different (successive) plasma wave buckets. The linear plasma period $\tau_l = 50$ fs is slightly lower than the observed delay. But in such nonlinear interaction, the plasma period might be longer than the linear case due to the relativistic factor of the electrons or the beam loading (saturation of charge). The geometrical effects described before may also account for a small additional delay. From the expression of the nonlinear plasma period, one can estimate the maximum relativistic factor of the electrons contributing to the plasma wave $\gamma_e = (\tau/\tau_l)^2 = 2.3$ by neglecting all other contribution to the measured delay.

The main features of the observed spectrum in Fig. 5(a) are reproduced in Fig. 5(b) using the temporal profile shown in the inset. The first pulse is modulated at 550 nm by the laser pulse in order to produce a peak in the radiation spectrum. The second bunch delayed by 75 fs is not under the influence of the laser. It creates a broadband OTR spectrum over the optical wavelengths which interferes with the peaked spectrum generated by the first bunch. There are various realistic temporal profiles that allow to reproduce the observed modulations. Here, it is assumed that both electron bunches have the same electron spectrum corresponding to a measured one. The first and second bunches, respectively, contain 70% and 30% of the charge and have a duration of 10 fs and 3 fs (FWHM). Because the second electron bunch is not expected to be

modulated, a fundamental result is the requirement of an ultrashort bunch duration (a few femtoseconds) in order to reproduce the signal level obtained in Fig. 1.

In conclusion, optical transition radiation has been applied to laser-plasma based electron beams to diagnose the fine temporal structures of the electron beam. This radiation reveals the modulations of the electron beam by the intense blueshifted electric field of the laser. The emission loses coherence as the radiator is placed further away from the interaction point. The electron beam structure can even be more complex and can produce spectral interferences in the OTR signal coming from two electron bunches. This technique has shown the acceleration of two electron bunches in two successive plasma wave buckets. The level of OTR signal recorded in the experiments suggests an ultrashort electron bunch duration (a few femtoseconds).

The authors would like to acknowledge fruitful discussions with W.P. Leemans and P. Muggli and a special thanks to A.H. Lumpkin for all his suggestions.

*Electronic address: victor.malka@ensta.fr

- [1] L. Wartschi, S. Roland, J. Lasalle, M. Bolore, and G. Filippi, *J. Appl. Phys.* **46**, 3644 (1975).
- [2] V. Ginzburg and I. Frank, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 15 (1946).
- [3] P. Goldsmith and J. Jelley, *Philos. Mag.* **4**, 836 (1959).
- [4] Y. Shibata *et al.*, *Phys. Rev. A* **45**, R8340 (1992).
- [5] P. Kung, H.-C. Lihn, H. Wiedemann, and D. Bocek, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 967 (1994).
- [6] J. Rosenzweig, G. Travish, and A. Tremaine, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **365**, 255 (1995).
- [7] A. Tremaine *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5816 (1998).
- [8] A. Lumpkin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 234801 (2002).
- [9] S. Baton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 105001 (2003).
- [10] W. Leemans *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 2899 (2004).
- [11] J. van Tilborg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014801 (2006).
- [12] J. Faure, Y. Glinec, G. Gallot, and V. Malka, *Phys. Plasmas* **13**, 056706 (2006).
- [13] M. Pittman, S. Ferré, J.-P. Rousseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, and G. Chériaux, *Appl. Phys. B* **74**, 529 (2002).
- [14] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).
- [15] V. Malka *et al.*, *Science* **298**, 1596 (2002).
- [16] Y. Glinec *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).
- [17] J. Faure *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205003 (2005).
- [18] S. Mangles *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 215001 (2006).
- [19] C.B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg, and W.P. Leemans, *Phys. Rev. E* **69**, 016501 (2004).
- [20] M. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (Wiley-Interscience, New York, 1972).
- [21] M. Castellano and V. Verzilov, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **1**, 062801 (1998).
- [22] Y. Glinec *et al.*, *Laser Part. Beams* **23**, 161 (2005).

LETTERS

Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses

J. Faure¹, C. Rechatin¹, A. Norlin¹, A. Lifschitz¹, Y. Glinec¹ & V. Malka¹

In laser-plasma-based accelerators¹, an intense laser pulse drives a large electric field (the wakefield) which accelerates particles to high energies in distances much shorter than in conventional accelerators. These high acceleration gradients, of a few hundreds of gigavolts per metre, hold the promise of compact high-energy particle accelerators. Recently, several experiments have shown that laser-plasma accelerators can produce high-quality electron beams, with quasi-monoenergetic energy distributions at the 100 MeV level^{2–4}. However, these beams do not have the stability and reproducibility that are required for applications. This is because the mechanism responsible for injecting electrons into the wakefield is based on highly nonlinear phenomena⁵, and is therefore hard to control. Here we demonstrate that the injection and subsequent acceleration of electrons can be controlled by using a second laser pulse⁶. The collision of the two laser pulses provides a pre-acceleration stage which provokes the injection of electrons into the wakefield. The experimental results show that the electron beams obtained in this manner are collimated (5 mrad divergence), monoenergetic (with energy spread <10 per cent), tuneable (between 15 and 250 MeV) and, most importantly, stable. In addition, the experimental observations are compatible with electron bunch durations shorter than 10 fs. We anticipate that this stable and compact electron source will have a strong impact on applications requiring short bunches, such as the femtology of water⁷, or high stability, such as radiotherapy with high-energy electrons^{8,9} or radiography¹⁰ for materials science.

In laser-plasma-based accelerators, the longitudinal accelerating electric field is excited via the ponderomotive force of an ultrashort and ultra-intense laser. This force is proportional to the gradient of the laser intensity I . The normalized laser vector potential is defined as a_0 , with $a_0^2 \propto I$. The ponderomotive force pushes electrons outward and separates them from the ions, thus creating a travelling electric field, with a phase velocity v_p close to the speed of light in vacuum c , as is required for accelerating particles to relativistic energies. This wakefield can have a longitudinal electric field $E_z > 100 \text{ GV m}^{-1}$ and the characteristic scale length of the accelerating structure is the plasma wavelength $\lambda_p = 10\text{--}30 \mu\text{m}$, for typical plasma densities of $n_e = 10^{18}\text{--}10^{19} \text{ cm}^{-3}$. To be trapped and accelerated, electrons need to be injected into the wakefield with sufficient initial energy.

The experiments reported^{2–4} in 2004 operated in the bubble regime⁵ (or blow-out regime¹¹), in which electrons were ‘self-injected’ into the wakefield, allowing the trapping and the acceleration of quasi-monoenergetic bunches. In these experiments, a single laser pulse was responsible for trapping and accelerating electrons. This physics is highly nonlinear and can be explained as follows: the nonlinear evolution of the laser pulse via self-focusing¹² and self-compression¹³ leads to an increase of the laser intensity and to the formation of an electron-evacuated cavity (the bubble), filled with

ions and surrounded by a dense wall of electrons. When the electron density at the walls reaches a threshold value, self-injection occurs at the back of the bubble. Injection stops when the charge density of the trapped bunch is comparable to the charge density at the bubble walls. This short and localized injection leads to the formation of a quasi-monoenergetic electron bunch. However, this self-injection mechanism depends crucially on the nonlinear evolution of the laser pulse, which might be different from shot to shot. This causes injection to occur at different times, and our previous experiments⁴ have suffered large fluctuations in the self-injected electron beam in terms of electron energy distribution: some shots produce electron beams with a well-defined monoenergetic peak (one out of 3–5 shots), whereas others produce beams with several peaks or sometimes even a plateau distribution. Recently, other groups have obtained more stable beams using tailored gas jet targets¹⁴ or capillary discharges¹⁵.

It is believed that the stabilization of the electron beam can be achieved by controlling the injection of electrons. Therefore, a method of injecting electrons ‘externally’ is highly desirable. In addition, the production of monoenergetic electron bunches requires that the injected beam load have a duration shorter than $\lambda_p/c = 30\text{--}100 \text{ fs}$. However, the production of such short bunches is at the edge of conventional radio-frequency (r.f.) accelerator technology and no successful experiment involving an external r.f. injector has been demonstrated so far. In contrast, our experimental results demonstrate a method that greatly enhances the stability of the electron beam by controlling the injection of electrons in the wakefield using a second laser pulse. The idea of using an additional laser pulse for injecting electrons was first proposed in ref. 16. It was further developed⁶ into a method based on counter-propagating laser pulses. In its simplest form, this method uses two counter-propagating ultrashort laser pulses with the same central wavelength and polarization¹⁷. The first laser pulse—the ‘pump’ pulse (with laser strength a_0)—creates a wakefield, whereas the second laser—the ‘injection’ pulse (with laser strength $a_1 < a_0$)—will only be used for injecting electrons. The laser pulses collide in the plasma and their interference creates a laser beatwave pattern with phase velocity $v_{bw} \approx 0$.

The beatwave pattern is a standing wave, with characteristic spatial scale $\lambda_0/2$, where λ_0 is the laser central wavelength. Because of this small scale length, the ponderomotive force of the beatwave is very large: $F_{bw} \propto 2a_0a_1/\lambda_0$. Owing to its zero phase velocity and large ponderomotive force, the beatwave can pre-accelerate plasma background electrons. Under certain conditions for a_0 and a_1 , this pre-acceleration permits the injection and trapping of electrons in the wakefield and further acceleration to relativistic energies. Analytical work¹⁷ and simulations^{17,18} have shown that this two-stage acceleration mechanism can lead to the production of high-quality electron bunches, with narrow energy spread, small divergence and ultrashort duration, even when using relatively modest lasers ($a_0 = 1$, $a_1 = 0.3$).

¹Laboratoire d’Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France.

In the experiment, we focused two ultrashort 30 fs laser pulses with linear polarization at the edge of a 2 mm supersonic helium gas jet¹⁹ (see Supplementary Information). The gas was rapidly ionized by the front of the laser pulses and provided the plasma medium. The pump pulse was focused to an intensity of $I_0 = 3.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$, for which $a_0 = 1.3$. The injection pulse was collinear and counter-propagating, with an intensity of $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, for which $a_1 = 0.4$. The electron beam was measured with an electron spectrometer²⁰, which gives access to the electron beam angular distribution, energy distribution and charge. Figure 1a–c shows the electron distribution obtained when the pump pulse alone is fired into the gas jet: this is the usual self-injected beam obtained in the bubble regime. Achieving controlled injection requires that self-injection be turned off. Figure 1a–c shows that by decreasing the plasma density from $n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, we were able to suppress the self-injected electron beam by operating below the threshold of self-injection. For densities lower than $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the nonlinear evolution of the laser pulse through self-focusing and self-compression was not strong enough to cause significant injection of electrons into the wakefield. However, at $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the addition of the injection pulse produced a monoenergetic electron beam around 200 MeV, as shown in Fig. 1d. In the latter, the two laser beams had parallel polarization, allowing them to interfere and set up the beatwave pattern necessary for injecting electrons. When the polarizations of the two beams are orthogonal, no electron beam is produced; see Fig. 1e.

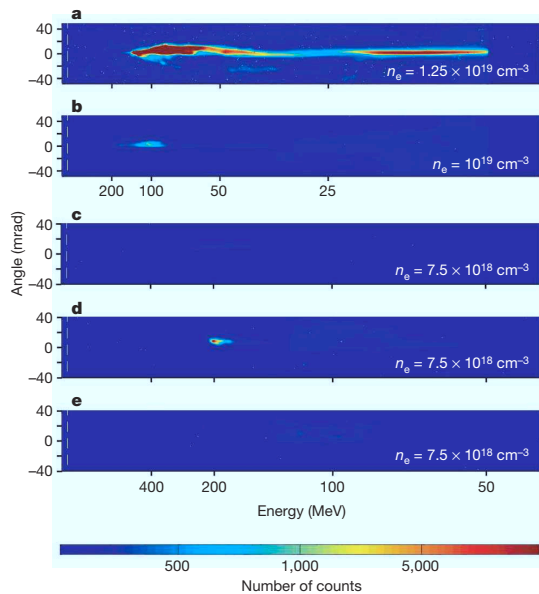


Figure 1 | Raw images of the electron beam obtained with the electron spectrometer. Horizontal axis, electron energy; vertical axis, angular divergence. The colour scale reflects the number of counts which gives an indication of the beam charge. **a–c** were obtained with the pump laser pulse only. **a**, The image shows an intense self-injected electron beam with a broad energy distribution ($n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). In **b** the self-injected electron beam has less charge but a quasi-monoenergetic distribution ($n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). In **c** there is no electron beam, because the density is below the threshold for self-injection ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). **d** was obtained by colliding the pump with the injection pulse with parallel polarizations, at the same plasma density ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). A high-quality monoenergetic electron beam at 200 MeV is produced. **e**, When the polarizations of the laser beams are crossed, no injection occurs.

738

Table 1 | Statistics of the electron beam parameters over 20 shots

Peak energy (mean \pm s.d.)	$117 \pm 7 \text{ MeV}$
Energy spread FWHM (mean \pm s.d.)	$11 \pm 2\%$
Charge (mean \pm s.d.)	$19 \pm 6.8 \text{ pC}$
Beam divergence FWHM (mean \pm s.d.)	$5.8 \pm 2 \text{ mrad}$
Beam pointing stability (mean \pm s.d.)	$0 \pm 1.8 \text{ mrad}$

This laser polarization test strongly supports the idea that electron injection comes from the beatwave at the collision of the two lasers. It also suggests both that the injected charge can be tuned simply by rotating the polarization of one of the laser beams, and that the electrons are injected during the overlap of the two laser pulses ($\sim 30 \text{ fs}$). Thus, the trapped electron bunch originates from a single period of the plasma wave (because $\lambda_p/c = 40 \text{ fs} > 30 \text{ fs}$). Although some electrons might slip backwards in the following arches of the plasma wave, the measured monoenergetic bunch has a high energy, with a small energy spread and divergence, indicating that it resides in an accelerating and focusing phase of the wakefield, which has a length of $\lambda_p/4$ (see Supplementary Information for details). These considerations suggest that our observations are compatible with electron bunch durations shorter than $\tau < \lambda_p/4c = 10 \text{ fs}$.

One of the main differences between the colliding pulse injection scheme and the self-injected regime is that the electron beams obtained in this manner are very stable: every shot consistently gives the same monoenergetic electron distribution. A series of 20 consecutive shots was carried out to estimate the statistical fluctuations of the beam. Figure 2 shows a typical electron spectrum from this series, whereas Table 1 summarizes the mean parameters of the beam and their standard deviation.

In addition to enhanced stability, tuning the electron beam energy can be achieved by adjusting the position of the collision in the gas jet. The collision point can be modified by simply changing the delay between the two laser pulses. If the lasers collide at the entrance of the gas jet, electrons will be injected at an early stage and they can be accelerated over the whole gas jet length (2 mm). Thus their energy will be high. On the contrary, injection at the exit of the gas jet will limit the acceleration length and will lead to a low-energy beam.

This is demonstrated in Fig. 3, which shows the evolution of the beam peak energy (red curve) from about 50 MeV (the limit of the spectrometer) to 250 MeV. The small size of the error bars illustrates the stability of the beam energy. The blue curve shows how the energy spread $\delta E/E$ decreases from 20% to 5% (the resolution of the spectrometer) with beam energy. This is because the width of the monoenergetic bunch (at full-width at half-maximum, FWHM), $\delta E = 10\text{--}20 \text{ MeV}$, stays constant over the acceleration length. The beam charge is in the tens of picoCoulomb range: it goes as high as 60–80 pC below 100 MeV, it is in the 15–30 pC range at 100–200 MeV and drops below 10 pC when the beam energy is higher than 200 MeV. In

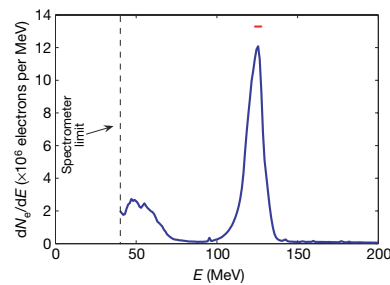


Figure 2 | A typical quasi-monoenergetic electron spectrum obtained by colliding pulse injection. Here, injection occurred at the middle of the gas jet, at position $z_{inj} = 0$. The beam charge is 25 pC, the peak energy is 125 MeV and the energy spread is 9%. The red error bar corresponds to the resolution of the spectrometer, which is 4% in this case.

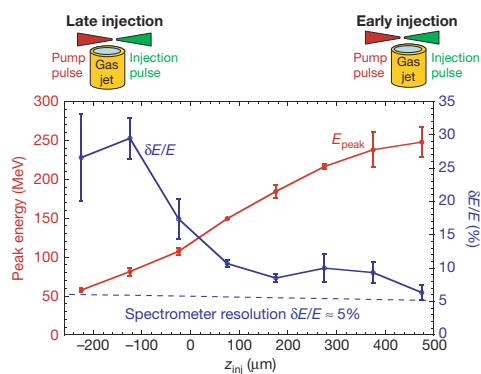


Figure 3 Evolution of the electron beam peak energy and its energy spread. z_{inj} is the injection position, that is, the position at which the two laser pulses collide. The electron beam peak energy is shown in red, and the energy spread in blue. Each point is an average of 3–5 shots and the error bars correspond to the standard deviation. The position $z_{inj} = 0$ corresponds to injection at the middle of the gas jet, whereas $z_{inj} = 500 \mu\text{m}$ corresponds to early injection close to the entrance of the gas jet, as shown by the schematics on top of the graph.

addition, we can estimate the value of the average accelerating electric field from Fig. 3: the electron beam gains 190 MeV over 700 μm , which gives $E_z = 270 \text{ GV m}^{-1}$. During other scans and using a smaller magnet in the electron spectrometer, we have produced monoenergetic beams as low as 15 MeV. Thus the beam energy can be tuned simply by changing the position of the collision, bringing enormous flexibility to this accelerator.

The theory of colliding pulse injection^{6,17} was developed in the linear regime where $a_0 < 1$. Although our parameters are beyond the validity of the theory ($a_0 = 1.3$), we found it helpful to compare our experimental results to theoretical estimates. Following ref. 17, calculations show that for $a_0 = 1.3$, the trapped charge for $a_1 = 0.4$ is 31 pC, the beam energy reaches 70 MeV after 0.9 mm and the bunch duration after acceleration is 5 fs. The energy spread is $\delta E = 12 \text{ MeV}$ and the divergence (FWHM) is 6 mrad. These values are reasonably close to those found experimentally and show that analytical models of laser-triggered injection^{6,17} give a qualitative understanding of the physics at play (see Supplementary Information).

Thus by demonstrating a new method of electron injection into plasma wakefields, we have produced a high-quality electron source with a high level of stability. Quality, stability and control of beam parameters make these new laser-plasma accelerators attractive candidates for applications in various fields. We anticipate that increasing the beam charge to the nanoCoulomb level and the electron energy to several gigaelectronvolts using waveguides¹⁵ or more powerful lasers will aid the development of compact X-ray femto-second radiation sources.

METHODS

Laser pulses. The two laser pulses originated from a 10 Hz titanium-doped sapphire, chirped pulse amplification laser system. The pulses had linear polarization and a central wavelength of 820 nm. The pump pulse was focused using an $f = 1 \text{ m}$ on-axis spherical mirror. The parameters were: pulse energy 720 mJ, pulse duration $30 \pm 2 \text{ fs}$ at FWHM. The focal spot was carefully measured with a 12-bit charge-coupled device (CCD) camera; it was slightly elliptical: $16 \times 21 \mu\text{m}$ at FWHM. This gave a peak intensity of $3.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ and $a_0 = 1.3$. The injection beam was focused with an $f = 1 \text{ m}$ off-axis parabola. The parameters were 250 mJ, $30 \pm 2 \text{ fs}$ FWHM, focal spot size 31 μm at FWHM, peak intensity $4 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, and $a_1 = 0.4$. A third low-intensity laser pulse was used for synchronizing and overlapping the two main pulses by means of side-view imaging and shadowgraphy. Finally, a Faraday rotator was inserted in the laser system to prevent laser feedback from the experiment.

Gas jet. The gas jet was a supersonic helium gas jet with a 2 mm diameter. The lasers were focused 800 μm above the opening of the nozzle. The density profile was carefully characterized at this position: it had a 1.5 mm flat plateau surrounded by 400 μm gradients on each side. Both lasers were focused at the right edge of the plateau.

Electron spectrometer. The electron spectrometer consisted of a LANEX phosphor screen and a bending magnet (more details can be found in refs. 4 and 20). A round pole electromagnet providing an effective magnetic field of $B_{eff} = 1.6 \text{ T}$ over 2.5 cm was initially used (Fig. 1a and b were obtained with this magnet). In this configuration, electrons with energies greater than 10 MeV could be measured and the resolution at 200 MeV was 15%. Later in the experiment, a rectangular permanent magnet with $B_{eff} = 1.1 \text{ T}$ over 10 cm was used in order to increase the resolution. In this case, electrons with energies greater than 45 MeV could be measured, with a resolution of 5% at 200 MeV. The charge of the electron beam was obtained by measuring the number of photons emitted by the phosphor screen. The emission of the phosphor screen was independently calibrated using a 10 MeV r.f. accelerator.

Received 4 July; accepted 26 October 2006.

1. Tajima, T. & Dawson, J. M. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267–270 (1979).
2. Mangles, S. *et al.* Mono-energetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature* **431**, 535–538 (2004).
3. Geddes, C. G. R. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature* **431**, 538–541 (2004).
4. Faure, J. *et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature* **431**, 541–544 (2004).
5. Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J. Laser wake field acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime. *Appl. Phys. B* **74**, 355–361 (2002).
6. Esarey, E., Hubbard, R. F., Leemans, W. P., Ting, A. & Sprangle, P. Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682–2685 (1997).
7. Brozek-Pluska, B., Glier, D., Hallou, A., Malka, V. & Gauduel, Y. A. Direct observation of elementary radical events: low- and high-energy radiation femtochemistry in aqueous solutions. *Radiat. Chem.* **72**, 149–159 (2005).
8. Desrosiers, C., Moskin, V., Bielajew, A. F. & Papiez, L. 150–250 MeV electron beams in radiation therapy. *Phys. Med. Biol.* **45**, 1781–1805 (2000).
9. Glinec, Y. *et al.* Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte-Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasi-monoenergetic electron beam. *Med. Phys.* **33**, 155–162 (2006).
10. Glinec, Y. *et al.* High resolution γ -ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005).
11. Tsung, F. S. *et al.* Near-GeV-energy laser-wakefield acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma channel. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 185002 (2004).
12. Sun, G., Ott, E., Lee, Y. C. & Guzzdar, P. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Phys. Fluids* **30**, 526–532 (1987).
13. Faure, J. *et al.* Observation of laser pulse shortening in nonlinear plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205003 (2005).
14. Hsieh, C.-T. *et al.* Tomography of injection and acceleration of monoenergetic electrons in a laser-wakefield accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 095001 (2006).
15. Leemans, W. P. *et al.* GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature Phys.* **2**, 696–699 (2006).
16. Umstadter, D., Kim, J.-K. & Dodd, E. Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073–2076 (1996).
17. Fubiani, G., Esarey, E., Schroeder, C. B. & Leemans, W. P. Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses. *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
18. Kotaki, H., Masuda, S., Kando, M., Koga, J. K. & Nakajima, K. Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses. *Phys. Plasmas* **6**, 3296–3302 (2004).
19. Semuchin, S. & Malka, V. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2961–2965 (2001).
20. Glinec, Y. *et al.* Absolute calibration for a broadrange single shot electron spectrometer. *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements We thank J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, A. Tafzi, D. Douillet, T. Lefrou, F. Alahyane and J.-L. Charles. J.F. thanks S. Sebban for his patient help with the experiment. J.F. acknowledges discussions with G. Fubiani. We also acknowledge the support of the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” programme (CARE).

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to V.M. (victor.malka@ensta.fr).

Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma

C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, and V. Malka

Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

E. Lefebvre

Département de Physique Théorique et Appliquée, CEA, DAM Ile-de-France, Boite Postale 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

(Received 20 February 2007; accepted 26 April 2007; published online 18 June 2007)

An electron injector concept for a laser-plasma accelerator was developed by E. Esarey *et al.* [Phys. Rev. Lett. **79**, 2682 (1997)] and G. Fubiani *et al.* [Phys. Rev. E **70**, 016402 (2004)]; it relies on the use of counterpropagating ultrashort laser pulses. In the latter work, the scheme is as follows: the pump laser pulse generates a large-amplitude laser wakefield (plasma wave). The counterpropagating injection pulse interferes with the pump laser pulse to generate a beatwave pattern. The ponderomotive force of the beatwave is able to inject plasma electrons into the wakefield. In this paper, this injection scheme is studied using one-dimensional Particle-in-Cell simulations. The simulations reveal phenomena and important physical processes that were not taken into account in previous models. In particular, at the collision of the laser pulses, most plasma electrons are trapped in the beatwave pattern and cannot contribute to the collective oscillation supporting the plasma wave. At this point, the fluid approximation fails and the plasma wake is strongly inhibited. Consequently, the injected charge is reduced by one order of magnitude compared to the predictions from previous models. © 2007 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2741387]

An intense laser pulse can drive an electrostatic plasma wave via the ponderomotive force, which scales as $\nabla \mathbf{a}^2$, where \mathbf{a} is the normalized potential vector of the laser: $|\mathbf{a}| = a = 8.6 \times 10^{-10} \lambda [\mu\text{m}] I_0^{1/2} [\text{W cm}^{-2}]$ for a linearly polarized laser. When the pulse duration is close to the plasma period (λ_p/c), the laser pulse ponderomotive force pushes electrons and efficiently creates charge separation (ions hardly move). This results in a traveling longitudinal wave whose phase velocity v_p is equal to the group velocity of the laser. In an underdense plasma, v_p is very close to c , the speed of light, thus enabling acceleration of electrons to very high energies once they are trapped in the wake.³ But in a linear or moderately nonlinear regime, an electron with no initial velocity is not trapped by this traveling wave and, consequently, is not accelerated. In a more nonlinear regime, transverse wave breaking effects can result in the self-trapping of electrons in the so-called “bubble regime.”⁴ This phenomenon has been observed in 2004 in Refs. 5–7, where quasimonoenergetic electron beams at the 100 MeV level were obtained. Nevertheless, in this scheme, self-injection and acceleration depend on the precise evolution of the laser pulse. Therefore, fine control over the output electron beam is hard to achieve. On the contrary, precise control of electron injection would translate into good tailoring of the electron beam parameters, and would be most useful for applications.^{8,9}

To trap electrons in a regime where self-trapping does not occur, one has to externally inject electrons in the plasma wave, i.e., give electrons an initial momentum. In addition, electrons should be injected in a short time ($< \lambda_p/c$) in order to produce a monoenergetic beam. This can be achieved us-

ing additional ultrashort laser pulses whose purpose is only restricted to triggering electron injection. Umstadter *et al.*¹⁰ first proposed to use a second laser pulse propagating perpendicular to the pump laser pulse. The idea was to use the radial ponderomotive kick of the second pulse to inject electrons. Esarey *et al.*¹ proposed a counterpropagating geometry based on the use of three laser pulses. This idea was further developed in Ref. 2, where only two laser pulses are necessary. In this scheme, a main pulse (pump pulse) with maximum amplitude a_0 creates a high amplitude plasma wave and collides with a secondary pulse of lower maximum amplitude a_1 . The interference of the two beams creates a ponderomotive beatwave pattern with phase velocity $v_{\text{bw}}=0$, and thus enables preacceleration of background electrons. Upon interacting with this field pattern, some background electrons gain enough momentum to be trapped in the main plasma wave and then accelerated to high energies. The force associated with this ponderomotive beatwave scales as $F_{\text{bw}} = 2k_0 a_0 a_1$, where k_0 is the central wavenumber of both pulses, F_{bw} is many times greater than the ponderomotive force associated with the pump laser, $F_{\text{pond}} \approx k_p a_0^2$, since in an underdense plasma $k_0 \gg k_p$. Therefore, the mechanism is still efficient even for modest values of a_0 and a_1 . As the overlapping of the lasers is short in time, the electrons are injected in a very short distance and can be accelerated to an almost monoenergetic beam. This concept has been recently validated in an experiment,¹¹ using two counterpropagating pulses. Each pulse had a duration of 30 fs at full width at half-maximum (FWHM), with $a_0=1.3$ and $a_1=0.4$. They

were propagated in a plasma with electron density $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ corresponding to $\gamma_p = k_0/k_p = 15$. It was shown that the collision of the two lasers could lead to the generation of stable quasimonoeenergetic electron beams. The beam energy could be tuned by changing the collision position in the plasma.

The precise understanding of these experiments, as well as the optimization of this process, motivate the present study. We have used one-dimensional (1D) Particle-in-Cell (PIC) simulations to model electron injection in the plasma wave at the collision of the two lasers, and their subsequent acceleration.

The PIC simulations are compared to existing models¹ and show major differences, such as the plasma fields behavior and the amount of injected charge.

We first describe the fluid model developed in Refs. 1 and 2. In the linear approximation, the wakefield potential (due to charge separation) is a superposition of three potentials:¹² $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_b$. $\Phi_{0,1}$ are the charge separation potentials driven by the laser pulses $\mathbf{a}_{0,1}$, Φ_0 representing the main accelerating structure we want to inject electrons in, and Φ_b is driven by the beatwave. The normalized expressions of the wakefields $\phi_i = e\Phi/mc$ are given by

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi_{0,1}^2} + k_p^2 \right) \phi_{0,1} = \frac{k_p^2}{2} \langle \mathbf{a}_{0,1}^2 \rangle, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_b^2 \right) \phi_b = \omega_p^2 \langle \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 \rangle, \quad (2)$$

where $\xi_{0,1} = z \mp v_p t$ stands for the phase relative to the pump and injection lasers, k_p is the plasma wave vector, and brackets $\langle \cdot \rangle$ denote the time average over the fast varying scale $[1/(k_0 c)]$. The term $\langle \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 \rangle$ is the beatwave, appearing only during the collision of the two lasers. Its spatial scale is given by $2k_0$, for example for circularly polarized lasers we have $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = a_0(r, \xi_0) a_1(r, \xi_1) \cos(2k_0 z)$.

The first approximation of this analytical model consists of neglecting the last term, ϕ_b . This is supported by the fact that the density variation linked with this electrostatic potential scales as $\delta n_b/n = 4k_0^2/k_p^2 \phi_b$ with $k_0/k_p \gg 1$. This density variation being limited to $\delta n_b/n \approx 1$ even in the nonlinear regime, the potential cannot be greater than $\phi_b = k_p^2/4k_0^2$, which is often negligible compared to the other terms scaling as $\phi_{0,1} \approx a_{0,1}^2$.

The second assumption is that we can separate the dynamics of the particles inside and outside the beatwave because the time scales are different (i.e., an electron will see a constant wakefield during an oscillation in a beatwave bucket). An underlying hypothesis here is that there are two different species of electrons, those maintaining the wakefield, or fluid electrons, and those being trapped in the beatwave, or test electrons.

Starting from these hypotheses, one can even build an analytical model when the lasers have modest intensities ($a_0 < 1$) and are circularly polarized. In that case, the beatwave pattern is time-independent. Using this analytical model, one can find an analytical threshold for trapping:^{1,2} $2\sqrt{a_0 a_1} \geq u_z(\xi_0 \text{ min})$, where $u_z(\xi_0 \text{ min})$ is the minimum normal-

ized longitudinal momentum p_z/mc for which the electrons can be trapped in the wakefield. The experiments described in Ref 11 operated well above this threshold.

A numerical implementation of this model is a particle tracking code² where test particles are pushed in prescribed fields. The plasma fields are given by $\mathbf{E}_{\text{pl}} = -\nabla(\Phi_0 + \Phi_1)$ and the laser fields are solutions of the paraxial wave equation with a linear plasma response (Gaussian beams). As expected, this model shows good agreement with the analytical model in the circular polarization case and allows extension of the scheme to the linear polarization case for which analytical theory is untractable. For linear polarization, the beatwave has a fast varying time dependence, which leads to stochastic effects.¹³ In that case, the trapping thresholds are even lower.

The main results of this model, which we will later on refer to as the "prescribed fields" model, are that electrons can be injected with modest values of a_0 and a_1 (linear regime). The resulting bunch is quasimonoeenergetic because all the electrons are injected in a short distance (where the beating occurs). Moreover, the charge is expected to be up to some hundreds of pC in the linear regime. 1D PIC, simulations modeling this injection scheme have already been carried out.¹⁴ They confirmed that an electron beam with low-energy spread, low emittance, and short bunch length can be obtained with modest values of a_0 and a_1 .

Here we compare 1D PIC simulations with a 1D prescribed field model. In this latter model, we have used the 1D nonlinear theory of wakefield generation to be able to compare the results in a more nonlinear regime ($1 < a_0 < 2$). The corresponding equation is written as¹⁵

$$\frac{\partial^2 \phi_{0,1}}{\partial \xi_{0,1}^2} = k_p^2 \gamma_p^2 \left[\beta_p \left(1 - \frac{(1 + \langle \mathbf{a}_{0,1}^2 \rangle)}{\gamma_p^2 (1 + \phi_{0,1})^2} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (3)$$

1D PIC modeling is sufficient to capture the physics we will focus on, i.e., plasma kinetic effects such as trapping or stochastic heating, and the resulting inhibition of the plasma wakefield.

1D PIC simulations were carried out with the code CALDER.¹⁶ For all the simulation results presented here, we have used a simulation box of 6400 cells, each cell measuring $0.1/k_0$ and containing 50 particles. Both lasers were Gaussian pulses with 30 fs duration at FWHM and wavelength $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$. To avoid edge effects, the main pulse entered the plasma through a density ramp of $100 \mu\text{m}$, the maximum density being $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The simulation box was kept fixed to let the laser pulses enter the simulation correctly, and we otherwise used a moving window to follow the main pulse over long propagation distances.

Figure 1 shows the time evolution of the longitudinal electric field in 1D PIC simulations when the polarizations of the two pulses are parallel (solid line), compared to the fields externally specified by Eq. (3) (dotted line), for $a_0 = 2$ and $a_1 = 0.4$. The electric field is given in linear wave breaking field unit $E_p = cm_e \omega_p / e$ corresponding here to $E_p = 250 \text{ GV/m}$. The pump pulse propagates from left to right. We have also plotted the transverse electric field (thin dotted line) to show the position of the laser pulses. The collision

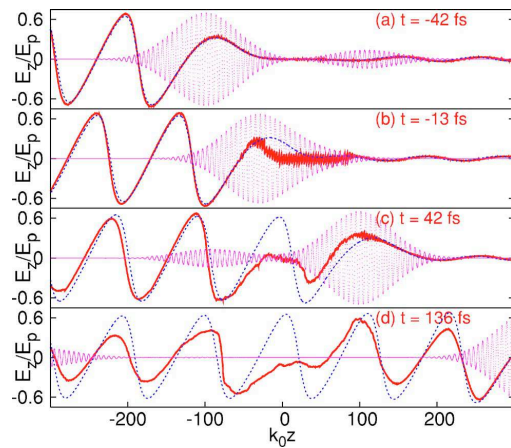


FIG. 1. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in PIC simulation (thick solid line), and in prescribed fields simulation (dotted line). The transverse electric field is also represented (thin dotted line)

occurs at $z=0$ at time $t=0$. Figure 1(a) shows the electric field 42 fs before the collision; it fits very well with the solution of Eq. (3). During the collision of the two beams [Fig. 1(b)], we clearly see a small spatial scale pattern at $2k_0$, created by the beatwave. However, in this nonlinear regime ($\delta n_p/n=1$) we do not observe a superposition of this pattern with the usual wakefields as is the case in Ref 12. The most remarkable feature is the strong distortion of the plasma wave at the position where the two pulses collide. This distortion remains after a long time [Figs. 1(c) and 1(d)] and a numerical estimate shows that the plasma wave amplitude is decreased by a factor of 10 at this position.

This decrease of the wakefield amplitude follows from the fact that the electrons experiencing the collision of the

lasers are trapped in the beatwave buckets and hence do not respond coherently (fluid-like) to the ponderomotive force of the main pulse. Without this fluid hypothesis, Eq. (3) fails. It would still hold if only some electrons were trapped, but here, as the phase velocity of the beatwave is zero, all electrons are trapped and kinetic effects cannot be treated as a perturbation.

To better understand this plasma wave “damping,” we have performed simulations where test electrons are submitted to the laser fields in vacuum. In particular, this allows us to understand electron motion in the ponderomotive beatwave. The results of these simulations are plotted in Fig. 2, where we represent the orbits of test electrons in $(z-z_0, p_z)$ phase space. Electrons are initially taken at rest; their initial position z_0 is randomly distributed around the collision position. Figure 2(a) illustrates the trajectories of electrons experiencing the pump laser field only (with $a_0=2$): in the laser reference frame, every electron has the same motion because they are pushed by the same ponderomotive force. This fluid motion leads to the charge separation that drives the electrostatic field known as the plasma wave. On the contrary, when a parallel polarized injection beam is included, trajectories are drastically modified [Fig. 2(b)]. Electrons are locally trapped in beatwave buckets; there is no large-scale charge separation and hence the plasma wake is no longer excited. This wake inhibition phenomenon also occurs for circularly polarized lasers as shown in Figs. 2(c) and 2(d). This demonstrates that the plasma wave distortion is not related to the stochastic motion of electrons, but really to their trapping in the beatwave buckets.

We now investigate the consequences of this plasma wake inhibition on the features of the electron beam. Figure 3 shows the energy of the electron beam versus their phase with respect to the laser (main plots) as well as the corresponding spectra (insets) 300 μm after the collision of the two beams. Figure 3(a) corresponds to the prescribed field simulation and Fig. 3(b) corresponds to the 1D PIC simula-

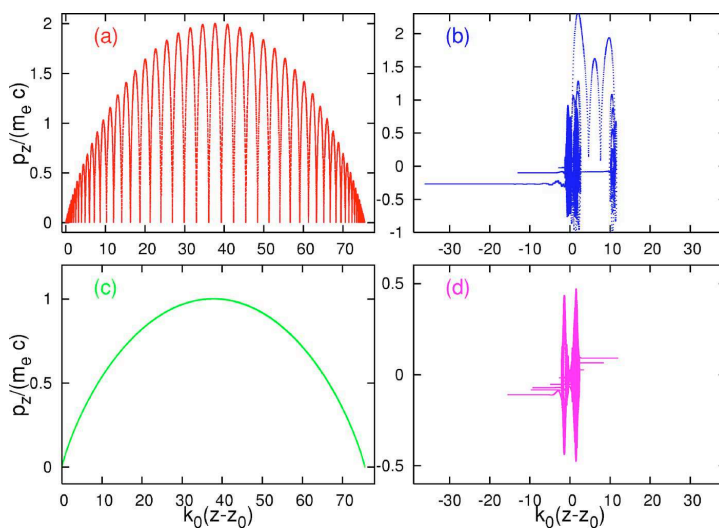


FIG. 2. (Color online) Typical trajectories of electrons in phase space. (a) Pump laser only, linear polarization ($a_0=2$); (b) Pump and injection lasers, parallel linear polarizations ($a_0=2$ and $a_1=0.4$); (c) Pump laser only, circular polarization ($a_0=2/\sqrt{2}$); (d) Pump and injection lasers, circular polarizations ($a_0=2/\sqrt{2}$ and $a_1=0.4/\sqrt{2}$).

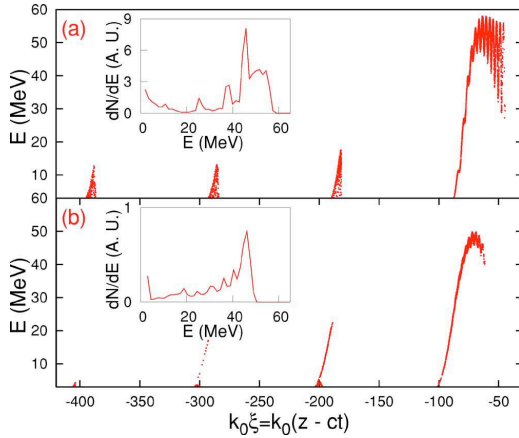


FIG. 3. (Color online) Energy gain after $300 \mu\text{m}$ as a function of relative phase $\xi = z - ct$ ($\xi = 0$ corresponding to the maximum of the pump pulse). Top: prescribed fields simulation; bottom: PIC simulation.

tion. Qualitative differences on the energy spectra are only minor, both spectra showing a peaked distribution around 45 MeV. Electrons are trapped mainly in the first wakefield bucket, and fewer than 10% are trapped in the next ones. However, depending on the model, the trapped charge differs by almost one order of magnitude.

In the prescribed fields model, electrons are preaccelerated in the beatwave. As their initial velocity is lower than the wakefield phase velocity, they slip backward in phase. They are then trapped in the wakefield provided the energy gained in the beatwave was sufficient. In that case, electrons catch up with the plasma wave and are accelerated to high energies. In the more realistic PIC simulation, the beatwave preaccelerates electrons in the same way but the wakefield is inhibited and most electrons just slip back in phase space without being trapped. In order to be trapped, electrons need to be preaccelerated at the end of the collision. As they have gained some longitudinal momentum, these electrons slip back slower in phase space than background electrons (i.e., electrons that have not undergone the collision). Hence they witness a restored wakefield suitable for trapping and acceleration when they reach the back of the pump pulse. Therefore, the plasma wake inhibition reduces the phase space volume of injected particles. This leads to lower trapped charge and, to a lesser extent, a smaller energy spread in the PIC simulation.

Figure 4 shows a more complete comparison of the charge obtained in both simulations (logarithmic scale), with a_0 varying between $a_0 = 0.9$ and 2 and $a_1 = 0.4$. Here, $a_0 = 0.9$ corresponds to the trapping threshold. The hollow squares represent the charge obtained in 1D PIC simulations; the triangles represent the charge obtained using the prescribed fields simulations. As we can see, the prescribed

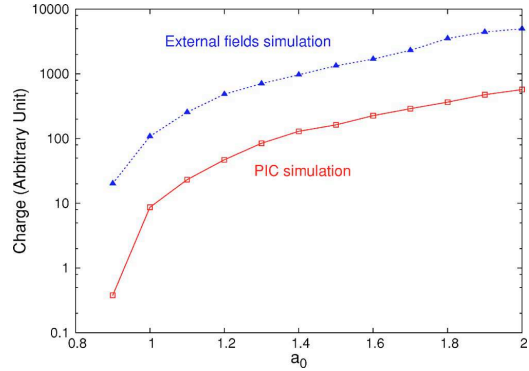


FIG. 4. (Color online) Comparison of injected charge obtained in PIC simulations and in prescribed fields simulations.

fields simulation overestimates the charge by a constant factor 8. The plasma wake inhibition and the reduction of the trapped charge has also been confirmed in 3D hybrid PIC simulations.¹⁷

In conclusion, although the previous modeling of the collision of two laser pulses in an underdense plasma gives a good understanding of the general processes at play in the injection of electrons, we have observed and explained an important physical process neglected to date. Using 1D PIC simulations, we have shown that the beatwave not only preaccelerates electrons, but also reduces the wakefield amplitude. In this process, the trapped charge decreases by almost one order of magnitude and, to a lesser extent, the energy spread can be improved compared with previous fluid-based modeling. Further studies will focus on minimizing this effect and increasing the injected charge.

¹E. Esarey, R. Hubbard, W. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).

²G. Fubiani, E. Esarey, C. Schroeder, and W. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).

³T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

⁴A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).

⁵S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.*, *Nature* **431**, 535 (2004).

⁶C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.*, *Nature* **431**, 538 (2004).

⁷J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.*, *Nature* **431**, 541 (2004).

⁸C. DesRosiers, V. Moskvin, A. Bielajew, and L. Papier, *Phys. Med. Biol.* **45**, 1781 (2000).

⁹Y. Glinec, J. Faure, L. L. Dain *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005).

¹⁰D. Umstadter, J.-K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).

¹¹J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, and V. Malka, *Nature* **444**, 737 (2006).

¹²L. Gorbunov and A. Frolov, *Plasma Phys. Rep.* **29**, 407 (May 2003).

¹³Z.-M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).

¹⁴H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga, and K. Nakajima, *Phys. Plasmas* **11**, 3296 (2004).

¹⁵E. Esarey and M. Pilloff, *Phys. Plasmas* **2**, 1432 (1995).

¹⁶E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzier *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).

¹⁷A. Lifschitz, J. Faure, C. Rechatin, and V. Malka, *Phys. Rev. Lett.* (submitted for publication).

Laser-driven accelerators by colliding pulses injection: A review of simulation and experimental results^{a)}

V. Malka,^{1,b)} J. Faure,¹ C. Rechatin,¹ A. Ben-Ismaïl,^{1,2} J. K. Lim,¹ X. Davoine,³ and E. Lefebvre³

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, École Nationale Supérieure de Techniques Avancées, École Polytechnique, CNRS, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Laboratoire Leprince Ringuet, École Polytechnique, CNRS-IN2P3, UMR 7638, 91128 Palaiseau, France

³CEA, DAM, DIF, Bruyères-le-Châtel, 91297 Arpaçon, France

(Received 3 December 2008; accepted 16 January 2009; published online 3 March 2009)

A review of recent simulation and experimental studies of the colliding pulse injection scheme is presented. One dimensional particle in cell simulations show that when the colliding pulses have parallel polarizations, the dominant effects that have to be considered for modeling electron injection in plasma waves are (i) stochastic heating and (ii) wakefield inhibition at the collision. With cross polarized pulses, injection of an electron beam is still possible because stochastic heating still occurs. However, it is found numerically that the injection threshold is higher in this case. The simulations also underline the possibility of tuning the electron beam parameters by modifying the injection laser pulse. Experiments (i) validate these scenarios and show that stable and high quality electron beams are produced when two counterpropagating laser pulses collide in an underdense plasma and (ii) confirm very clearly the existence of a threshold for injection, which is higher with cross polarized pulses than with parallel polarized pulses. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3079486]

I. INTRODUCTION

In 1979 Tajima and Dawson,¹ on the basis of theoretical work and simulations, showed that relativistic plasma waves are suitable for the development of compact accelerators. In their scheme, external electrons were accelerated through the very high electric (GV/m) sustained by relativistic plasma waves driven by lasers, in the laser beatwave regime or in the laser wakefield regime. Several experiments have been performed following their idea and injected electrons at the few MeV level have indeed been accelerated by electric fields in the GV/m range in a plasma medium using the beat wave²⁻⁵ and laser wakefield schemes.⁶ With the development of more powerful lasers, much higher electric fields were achieved, from few GV/m to TV/m.⁷ This fast increase in the laser power has allowed physicists (i) to produce electron beams directly from the interaction of an intense laser with an underdense plasma (i.e., without any external injection)^{8,9} and (ii) at the same time to explore new theoretical schemes: forward Raman instability,⁸ self-modulated laser wakefield,¹⁰⁻¹² direct laser acceleration,¹³ and forced laser wakefield.⁷ In all those experiments, the distribution of the electron was Maxwellian and the beam quality was far from what is required from some applications. These first beams did not compare well to beams produced by conventional accelerators. To control or to shape the electron beam distribution, one has to reduce the injection to a very limited volume of phase space. For external injection, this means that the injected electron beam must have a duration much

shorter than the plasma period (i.e., less than ten of femtoseconds). Note that longer electron bunches can be injected and compressed by the plasma wave when they are injected before the laser pulse.¹⁴ For “internal” injection, the control of injection can be done either in the bubble/blowout regime^{15,16} using one single laser beam or by colliding two¹⁷ or three laser pulses.¹⁸

In 2004, a major breakthrough came with the experimental demonstration of the bubble/blowout¹⁹⁻²¹ regime when three groups produced for the first time an electron beam with a quasimonoenergetic distribution. The bubble regime is reached when the laser power is high enough and when the laser pulse length and waist match the plasma wavelength. When these conditions are satisfied, the laser ponderomotive force expels the plasma electrons radially and leaves a cavitating region behind the pulse. Electrons are progressively injected at the back of this cavity forming a dense electron beam in the cavity. The increasing charge of the forming electron beam progressively reduces the electric value and the injection process eventually stops, leading to the formation of a quasimonoenergetic electron beam. A continuous transition between the self-modulated laser wakefield, forced laser wakefield, and bubble regimes has been measured by changing the electron density, i.e., by changing the ratio of the pulse length to the plasma wavelength.²²

The use of two laser beams instead of one offers more flexibility and enables one to separate the injection from the acceleration processes. The first laser beam (the pump beam) is used to drive relativistic plasma waves, creating the needed accelerating structure, whereas the second laser beam (the injection beam) is used to heat electrons during its collision with the pump beam. During the beating, electrons can gain enough momentum to “catch” the relativistic plasma

^{a)}Paper D12.1, Bull. Am. Phys. Soc. 53, 76 (2008).

^{b)}Invited speaker. Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: victor.malka@ensta.fr.

wave and, consequently, to be trapped. In 2006, stable and tunable quasimonoenergetic electron beams were measured by using two laser beams in the colliding scheme with a counterpropagating geometry.²³ In Ref. 23, tuning of the beam energy was also demonstrated.

In the present article, we study in details the effect of the polarization of the injection beam on the injection process both in simulations and experiments. In Sec. II, we present one dimensional particle (1D PIC), showing the key features of the injection process in parallel and crossed polarizations. Experimental results are presented and discussed in Sec. III.

II. PHYSICS OF COLLIDING LASER PULSES

In the pioneering work of Esarey *et al.*,¹⁷ a fluid model was used to describe the evolution of the plasma wave, whereas electrons were described as test particles. Electron trajectories in the beatwave as well as their energy gain were derived analytically in the case of laser pulses with circular polarization. A recent publication shows that this approach fails to describe quantitatively the physics occurring at the pulse collision.²⁴ For example, in the fluid approach, the electron beam charge has been found to be one order of magnitude greater than the one obtained in PIC simulations. For a correct description of injection, one has to properly describe the heating process, e.g., kinetic effects and their consequences on the dynamics of the plasma wave during the beating of the two laser pulses.²⁴ In addition, for a realistic description of the acceleration process, one needs a detailed and correct description of the laser propagation, which governs the dynamics of the relativistic plasma waves. For a complete and accurate description of the injection and acceleration mechanisms, 3D PIC simulations are needed to correctly describe the evolution of the laser pulse during its propagation: relativistic self-focusing, laser pulse evolution, and erosion.²⁵ However, to understand the injection mechanisms, 1D PIC simulations, which are much less computer intensive, are still suitable. In this article, we will focus on 1D PIC simulations in order to discuss the physics of injection and to explain the role of the laser pulse polarizations.

A. Parallel polarization case

In a colliding pulse experiment, the pump pulse with normalized vector potential $a_0 = eA/(mc^2)$ (where A is the laser vector potential, e and m_e are, respectively, the charge and mass of the electron, and c is the velocity of light) generates a high amplitude plasma wave and collides with a secondary pulse of lower amplitude $a_1 < a_0$. In the parallel polarization (PP) case, the interference of the two beams creates a beatwave pattern with phase velocity $v_{bw} = 0$, causes stochastic heating,^{26–30} and thus enables to heat and to pre-accelerate plasma background plasma electrons. Electrons gaining enough momentum can then be trapped in the main plasma wave and accelerated to high energies. In addition, since the overlapping of the lasers is short in time, electrons are injected in a very short distance and can be accelerated to an almost monoenergetic beam. In the fluid description, the laser wakefield evolution is not perturbed by the beating of

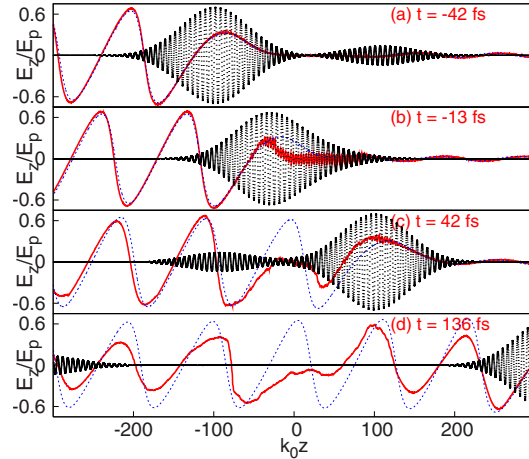


FIG. 1. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in 1D PIC simulation (solid red line) and in fluid simulations (dotted blue line). The transverse electric field is also represented (thin dotted line). Parameters are $a_0=2$ and $a_1=0.4$, 30 fs duration at FWHM, wavelength $\lambda_0=0.8 \mu\text{m}$, and electron plasma density $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The two laser pulses have PPs.

the two laser beams. An underlying hypothesis here is that there are two different species of electrons, those maintaining the wakefield, or fluid electrons, and those being trapped in the beatwave, or test electrons. This assumption clearly fails as it is demonstrated in Fig. 1 where we compare the longitudinal electric field value as a function of the position for different times calculated in the fluid model and using 1D simulation from CALDER (Ref. 31) (for which the field evolution is self-consistent). Both lasers were Gaussian pulses with 30 fs duration at full width half maximum (FWHM) and wavelength $\lambda_0=0.8 \mu\text{m}$. The electron density is $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (the main pulse entered the plasma through a density ramp of $100 \mu\text{m}$ in order to avoid edge effects). The laser amplitudes are $a_0=2$ and $a_1=0.4$. The electric field is given in linear wave breaking field unit $E_p = cm_e \omega_p / e$ corresponding here to $E_p=250 \text{ GV/m}$. The pump pulse propagates from left to right and the injection pulse from right to left. The blue and red curves correspond, respectively, to the fluid and PIC models. The results clearly show high frequency $2k_0$ modulations in the longitudinal electric field where the two laser pulses collide [$t=-13 \text{ fs}$, curve 1(b)], and that the wake longitudinal electric field vanishes locally where the two pulses have collided. Outside this region, the longitudinal electric field is of course restored and follows the fluid model.

In the PIC simulations, wake inhibition reduces the amplitude of the electric field and, thus, makes trapping more difficult. Detailed analysis shows that the trapped electrons originate from the end of the collision region because they quickly witness a restored wakefield. Electrons located at the beginning of the collision region simply slip back the wave

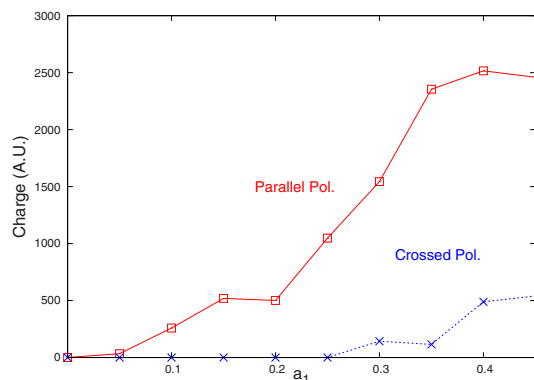


FIG. 2. (Color online) Injected charge vs a_1 (all other parameters are kept the same) in 1D PIC simulations. Solid red line with squares: PPs. Dotted blue line with crosses: crossed polarizations.

frame. Therefore, the plasma wake inhibition reduces the phase space volume of injected particles and reduces the number of trapped electrons.

Another interesting aspect of the colliding pulse scheme is that it gives control over the injection and enables one to tune the electron beam. For instance, changing the injection pulse amplitude a_1 permits to modify electron heating without modifying the accelerating structure (which is determined by the pump pulse amplitude). Thus, a decrease in a_1 will result in less heating and consequently a lower injected charge. This tuning capability is demonstrated in Fig. 2: the red curve shows the evolution of the trapped charge as a function of a_1 , as computed from 1D PIC simulations. The figure shows that the injection threshold is very low: a substantial charge is injected for $a_1 \geq 0.05$.

B. CP case

Surprisingly, 1D PIC simulations also show that for crossed polarizations (CPs), an injected electron beam can be obtained (of course it has been checked that with the pump beam only, no trapped electrons are observed). This is shown by the blue curve in Fig. 2: in the case of crossed polarizations, the threshold is higher ($a_1 > 0.25$ in this particular case), and the charge is lower than in the PP case. This result is counterintuitive because in the case of cross polarized lasers $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = 0$ and there is no beatwave, thus one expects to have no beatwave injection.

However, experimental injection of high quality electron beams has been observed with CP laser pulses³² and their features are comparable to the PP injected beams (although the charge was lower by a factor of 3–5). To elucidate this contradiction, we have performed, on the basis of a 1D model and 1D PIC simulations, a detailed study which shows that under given conditions, stochastic heating with CP laser beam can occur and can explain the observed trapping of electrons.

First, we start with a simple 1D model where electrons are test particles in vacuum and they witness the collision of two laser fields. The two laser pulses have Gaussian shapes,

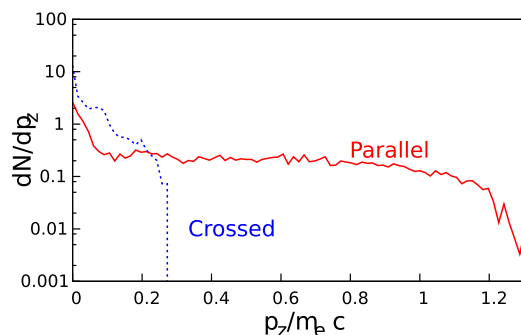


FIG. 3. (Color online) Result of test particle simulations in vacuum. Comparison between the two heating mechanisms: electron spectra after interaction with the two colliding pulses. Solid red line: PPs; dotted blue line: crossed polarizations. Parameters are Gaussian laser pulses at $0.8 \mu\text{m}$ with duration $\tau = 30$ fs at FWHM with normalized strength $a_0 = 2$ for the pump pulse and $a_1 = 0.4$ for the injection pulse.

they are 30 fs long at FWHM, the central wavelength is $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$, and laser amplitudes are $a_0 = 2$ and $a_1 = 0.4$. The resulting longitudinal momentum distribution is plotted in Fig. 3 for parallel and CPs. The longitudinal momentum can reach about 0.25 of $m_e c$ in the case of CP laser pulses and about 1.30 of $m_e c$ in the PP case. It should be noted that the high frequency fields (at frequency ω_0) are responsible for this heating, even for CPs: in the case where the ponderomotive forces alone are applied to the electrons, no substantial energy gain is observed.

In fact, the energy gain with CP is due to stochastic heating. This is clearly demonstrated in Fig. 4 which shows Poincaré sections for different cases. Note that to compute these Poincaré sections, we have considered that the laser beams are plane waves. The amplitude of the pump pulse was kept at $a_0 = 2$, as in the previous simulations. In the PP case, the sections show extended chaos even for low intensity lasers: extended chaos is already present for $a_1 = 0.1$. In

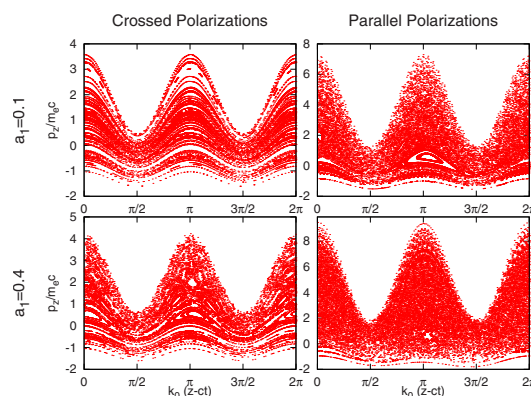


FIG. 4. (Color online) Poincaré sections performed for test electrons in vacuum witnessing the collision of two laser pulses. The lasers are assumed to be plane waves and $a_0 = 2$. One can see that chaos appears in the case of crossed polarizations for $a_1 = 0.4$.

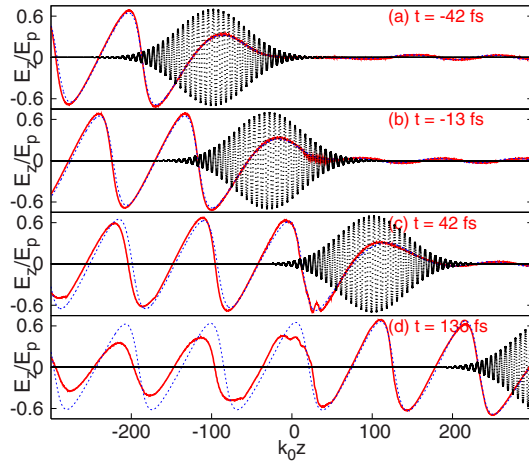


FIG. 5. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in 1D PIC simulation (solid red line) and in fluid simulations (dotted blue line). Parameters are identical to those of Fig. 1 except that the polarizations are crossed.

the crossed polarization case, at low laser intensity ($a_1 = 0.1$), there is no chaos as electron orbits are regular. However, for $a_1 = 0.4$, orbits cross each others as resonances overlap, leading to chaos and stochastic heating.

Physically, the emergence of stochastic heating can be explained by the fact that for high laser intensities, the electron motion becomes relativistic ($a_0 > 1$) which introduces a longitudinal component p_z through the $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ force. This relativistic coupling makes it possible to heat electrons. Thus, the two perpendicular laser fields couple through the relativistic longitudinal motion of electrons.

Similarly to the case of PPs, we now need to examine the effect of this heating on the plasma wave dynamics. For this, we have compared the fluid model and 1D PIC simulation, as in Sec. II A but with CP laser pulses. Figure 5 shows snapshots of the longitudinal electric field, during and after collision (the parameters are identical to the previous ones). The solid line corresponds to the PIC simulation results, whereas the dotted line corresponds to the fluid calculation. The pump laser field is also represented by the thin dotted line. We have seen in the Sec. II A that when the pulses have the same polarization, electrons are trapped spatially in the beatwave and cannot sustain the collective plasma oscillation inducing a strong inhibition of the plasma wave which persists after the collision (see Fig. 1). When the polarizations are crossed, the motion of electrons is only slightly disturbed compared to their fluid motion, and the plasma wave is almost unaffected during the collision. This tends to facilitate trapping. In this case, the electric field is very close to the one predicted by the fluid models.

In conclusion, we propose the following scenario to explain the injection of electrons in the CP case: (i) the collision provides stochastic heating, although less efficiently than in the PP case, (ii) on the other hand, wakefield inhibi-

tion does not occur, which facilitates trapping. These two effects somewhat balance each other, making trapping possible.

In the literature, others mechanisms have been proposed for injecting electrons in plasma waves: Ref. 33 relies on the ponderomotive force of an intense injection pulse for injecting electrons and Ref. 34 shows that wake-wake collisions can also produce injection. In these papers, the laser pulse polarizations are crossed. However, note that these mechanisms do not depend on polarization, as they rely on the ponderomotive force. Thus, one could think that they could explain our results. This is not the case: indeed, in Refs. 33 and 34 there is no collision between the two laser pulses: an injection pulse collides with a wakefield or two wakefields collide. This has an important consequence: trapped electrons originate from various locations but not from the collision between the two laser pulses. This is contrary to our findings: detailed analysis of our 1D PIC simulations reveals that all trapped electrons originate from the collision region (i.e., the location where the two laser pulses overlap). This rules out the injection mechanisms described in Refs. 33 and 34 as they would result in trapped electrons also originating from other locations. The fact that the ponderomotive or wake-wake injection mechanisms are not present in our simulations is not surprising: the amplitude of our injection pulse is very modest ($a_1 < 0.4$) compared to the one used in Refs. 33 and 34 ($a_1 > 2$). Finally we would like to point out that in Ref. 34, the authors reported that when the two laser pulses overlap and collide, the number of trapped electrons is enhanced. Yet, they do not provide an explanation for this phenomenon (as the paper does not focus on this particular fact). Our findings bring a natural interpretation to these results: when the pulses collide, stochastic heating provides extra energy gain to electrons located at the collision and resulting in a larger number of trapped electrons.

It is noteworthy that this stochastic effect occurs in 1D and that its threshold is not very high, so that it is a very dominant mechanism. We have also run two dimensional simulations that show that it is the dominant mechanism as long as the injection pulse amplitude stays modest (which is the case for $a_1 < 0.4$).

III. EXPERIMENTAL RESULTS

Section II has shown that injection of electrons can occur in parallel and crossed polarizations and that they both lead to the generation of electron beams. With the help of the simulations, we found that with crossed polarized pulses, the injection threshold is higher and that the charge is lower. Finally, Fig. 2 also showed that the charge can be tuned by modifying the injection beam amplitude. The goal of this section is to show recent experimental results addressing these various points.

Experiments have been performed at Laboratoire d'Optique Appliquée using the compact of 10 Hz, 0.8 μm , 40 TW "Salle Jaune" laser system. It routinely delivers 1 J laser energy (after compression) that can be split in two laser beams, each laser beam having its own compressor, so that one can adjust independently the laser pulse duration from

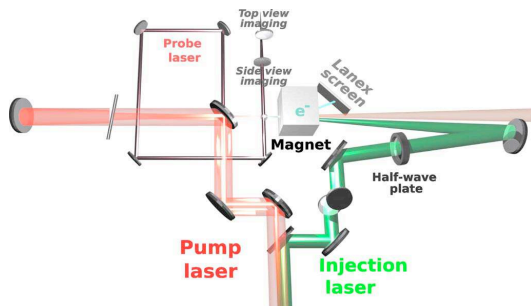


FIG. 6. (Color online) Experimental setup with two laser beams propagating at angle of 176° .

30 fs to few picoseconds. The maximum laser energy of the injection beam is limited to one-fourth of the total energy. After compression, the laser beams propagate in vacuum into the 1 m diameter interaction chamber. Two additional vacuum vessels have been added to this chamber in order to set up the long focal length optics. The pump beam is focused using a 1 m focal length off-axis spherical mirror, which corresponds to a $f/17$ aperture, giving a slightly elliptical focal spot with diameter at FWHM of $29 \times 17 \mu\text{m}$, and producing a laser intensity of $I = 4.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. The injection beam is focused using a 0.7 m focal length off-axis parabolic mirror, which corresponds to a $f/18$ aperture, giving a focal spot with diameter at FWHM of $29 \times 24 \mu\text{m}$, and producing a laser intensity of $I = 4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. The corresponding normalized vector potentials are therefore $a_0 = 1.5$ for the pump beam and $a_1 = 0.4$ for the injection beam. The two laser beams are focused onto a 3 mm diameter helium gas jet target which has been designed to produce uniform gas density profiles with sharp edges.³⁵ At those intensities, the helium gas jet is fully ionized early in the interaction. A noncollinear geometry has been chosen in order to prevent feedback from the experiment to the laser system (a small feedback of 1 mJ of light scattered from the plasma has been measured but it was blocked by a Faraday rotator inserted between the second and third laser amplifiers). This noncollinear geometry (with 176° between the two laser beams) also offers easier access of the electron beams for applications or diagnostics. The experimental setup is shown in Fig. 6.

Alignments of the laser with respect to the nozzle are performed using two imaging systems (side and top view

images). Among all the optical diagnostics we use, one can mention Thomson scattered images and shadowgraphic images. A third laser beam (the probe beam) is used to synchronize the injection and the pump beams. The spatial overlapping of the two beams is done using shadowgraphy in one plane, and Thomson scattering for the other plane. Measurements of the electron beam distribution have been performed with a compact spectrometer consisting of a 1.1 T, 10 cm long permanent magnet and LANEX phosphor screen. Doing so, we were able to measure, in a single shot, the electron spectrum in the range of 45–300 MeV, and to record its image onto a 16 bit charged coupled device camera. Since we do not use a collimator for this spectrometer, the vertical direction on the LANEX screen corresponds to the angular aperture of the electron beam. The LANEX screen was protected by a $100 \mu\text{m}$ thick aluminum foil in order to avoid direct exposure to the laser light. The resolution is limited by the electron beam aperture and by the dispersing power of the magnet. For example, a 5 mrad angular aperture of the electron beam at 200 MeV provides a 5% energy resolution. Typical raw data and deconvoluted spectrum are shown on Fig. 7. For deconvolution of the images obtained with the LANEX screen, electron deviation in the magnetic field has been considered ($dN/dE = dN/dx \times dx/dE$, where x is the coordinate along the LANEX screen, N the number of electrons, and E is the electron energy) as well as the electron stopping power inside the LANEX screen.³⁶ The spectrum is obtained by integrating the count over the whole image in the vertical axis for each electron energy. The improvement of stability brought by the colliding pulse setup is clearly seen in Fig. 8, where we present a series of 30 consecutive shots without filtering any experimental data. The mean value and its standard deviation derived from this series are, respectively, for the charge, the energy, the divergence, and pointing stability: $13 \pm 4 \text{ pC}$, $206 \pm 10 \text{ MeV}$, $\Delta E/E: 6.8 \pm 1.4\%$, divergence: $4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$, pointing stability: 2 mrad.

This stable high-energy beam was obtained when the collision occurred at $z = -390 \mu\text{m}$. Here $z = 0$ represents the center of the gas jet so that at $z = -390 \mu\text{m}$, the laser has already propagated in the plasma for about 1 mm before injection occurs. At this position, rotating the polarization of the injection beam produced no electron beam. This is similar to the results presented in Fig. 1 of Ref. 23. It can be explained simply: at this position, the threshold for injection with crossed polarized pulses is not reached (but it is reached for PPs) and no electron beam is produced.

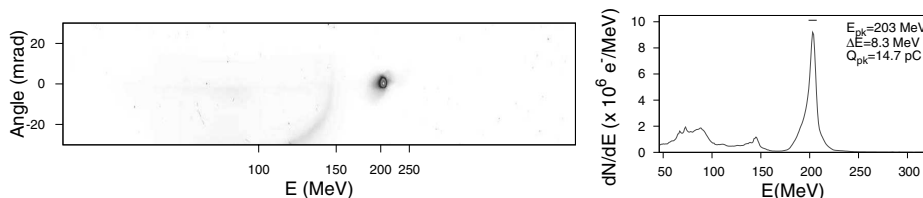


FIG. 7. Raw image from the LANEX screen and its corresponding deconvoluted spectra obtained with two parallel polarized laser pulses. Experimental parameters are $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = -390 \mu\text{m}$ ($z = 0$ corresponds to the center of the gas jet), and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

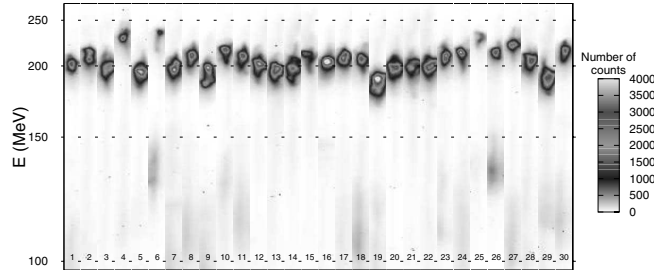


FIG. 8. Series of 30 consecutive shots with PP. $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = -390 \mu\text{m}$, and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

By moving the collision deeper into the gas jet, we were able to obtain injection with parallel and crossed polarizations. This is illustrated in Fig. 9 for which the collision position is now $z = 60 \mu\text{m}$: the red (blue) curve represents the electron spectrum for the case of parallel (crossed) polarizations. For the PP case, a 134 MeV beam with 33.5 pC is produced, whereas a 168 MeV electron beam with 11.5 pC is produced for CP case.

Obviously, here, the threshold for injection in crossed polarizations has been reached (these results are similar to the ones of Ref. 32, obtained in a collinear counterpropagating geometry). Note also that for PPs, the beam charge at $z = 60 \mu\text{m}$ is about 30 pC versus 13 pC at $z = -390 \mu\text{m}$. This increase in charge has been explained by 3D PIC simulations.²⁸ These simulations reveal that the pulse spatial and temporal profiles evolve through nonlinear effects (self-compression and self-focusing) during its propagation. The distorted laser pulse drives a distorted wakefield which has a slightly different shape and in which trapping seems to be easier. Thus, when injection occurs after a longer propagation distance, the laser pulse is more distorted, and larger amounts of electrons can be trapped.

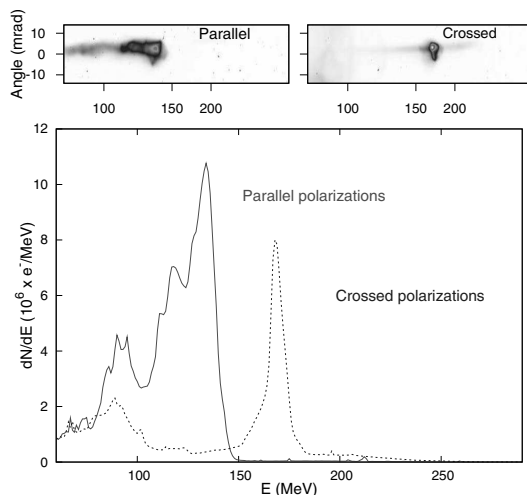


FIG. 9. Top: raw images from the LANEX screen. Bottom: corresponding electron spectra obtained with two laser beams in parallel (solid red line) and crossed (blue dotted line) polarizations with $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = 70 \mu\text{m}$, and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Figure 9 also shows that for CP, the beam charge is lower but the energy spread is also better. Again, this is simply explained by the fact that the injection threshold is higher for CP. This leads to a smaller injection phase space, thus to a lower charge and smaller energy spread. The difference in energy, 134 MeV for PP versus 168 MeV for CP, could be explained by beam loading effects. Indeed, as the trapped charge is higher in the PP case, it could lower the wakefield amplitude and cause a lower energy gain. A full discussion on beam loading is outside the scope of this paper and will be the subject of a future publication.

Finally, by performing the scan of the injection pulse intensity, we were able to demonstrate that the threshold for injection with CP pulses is higher. The injection pulse intensity was tuned by using a polarizer coupled with a half wave plate (before the compressor), so that the energy could be changed from 125 to 0 mJ.

The red curve in Fig. 10 shows the increase in charge with a_1 (the injection pulse amplitude) for the PP case, whereas the blue curve shows the same for CP pulses. The graph shows very clearly that the injection threshold is very different depending on the polarizations: for PP, it is about $a_{1\text{th}} = 0.08$, whereas for CP, it is $a_{1\text{th}} = 0.25$. The charge is also systematically lower by a factor of 2–3 in the CP case. Figure 10 is highly reminiscent of Fig. 2 which shows similar trends and our experimental results confirm that the injection

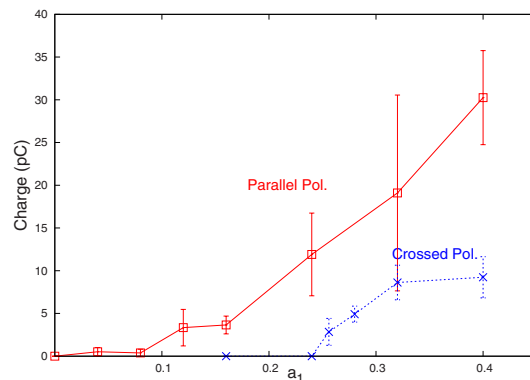


FIG. 10. (Color online) Injected charge vs a_1 (all other parameters are kept the same) in experiments. Solid red line with squares: PPs. Dotted blue line with crosses: crossed polarizations. Each point is an average of three to five shots and the error bars represent the standard deviation.

threshold is higher in the CP case. However, a direct comparison between the 1D PIC simulation and the experiment should be made with caution because the 1D simulation does not take into account self-focusing which plays an important role in the exact determination of the thresholds. For instance, the 1D PIC simulation of Fig. 2 was performed with $a_0=2$, but this value might be different in the experiment due to self-focusing.

IV. CONCLUSION

Successful experiments using two laser pulses have been recently achieved by other groups with different geometries: (i) counterpropagating laser pulses at 135° angle³⁷ (ii) or collinear laser pulses.³⁸ In addition, recent single beam experiments in the bubble regime have led to an enhancement of the electron beam stability.^{39–41} Thus, several different schemes are now available to the laser plasma accelerator community and this is very useful for the development and design of compact accelerators which will produce higher energy electron beams. The use of a second laser pulse allows physicists to tune the electron beam parameters. In this paper, we have shown that by changing the intensity of the injection pulse, one can decrease the energy spread and the charge. Through experiments and simulation, we have unveiled the mechanisms responsible for electron injection with cross polarized laser pulses. The development of laser facilities delivering hundreds of terawatt pulses will permit to change independently the charge and the relative energy spread, to increase the electron energy with or without guiding structure, and to explore new acceleration schemes.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge the support of the European Community–Research Infrastructure Activity under the FP6 and of European Community “Structuring the European Research Area” program (CARE, Contract No. RII3-CT-2003-506395), the support of the European Community–New and Emerging Science and Technology Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” program (project EuroLEAP, Contract No. 028514), the support of the French National Agency Grant No. ANR-05-NT05-2-41699 “ACCEL1.”

¹T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

²Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe, and S. Nakai, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48 (1992).

³C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 37 (1993).

⁴N. A. Ebrahim, *J. Appl. Phys.* **76**, 7645 (1994).

⁵F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, and C. Stenz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5220 (1995).

⁶F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998).

⁷V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor, *Science* **298**, 1596 (2002).

⁸C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis, and N. A. Ebrahim, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1285 (1981).

⁹A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin, C. E. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, D. Neely, and F. N. Walsh, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).

¹⁰N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogossova, and R. R. Ramazashvili, *JETP Lett.* **55**, 571 (1992).

¹¹T. M. Antonsen, Jr., and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).

¹²P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200 (1992).

¹³A. Pukhov, *J. Plasma Phys.* **61**, 425 (1999).

¹⁴A. G. Khachatryan, *JETP Lett.* **74**, 371 (2001).

¹⁵A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **74**, 355 (2002).

¹⁶W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006).

¹⁷E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).

¹⁸G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).

¹⁹S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).

²⁰C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).

²¹J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).

²²V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, and J.-P. Rousseau, *Phys. Plasmas* **12**, 056702 (2005).

²³J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).

²⁴C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007).

²⁵X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz, and V. Malka, *Phys. Plasmas* **15**, 113102 (2008).

²⁶J. T. Mendonca, *Phys. Rev. A* **28**, 3592 (1983).

²⁷F. Doveil and J. T. Mendonca, *Phys. Fluids* **26**, 3279 (1983).

²⁸P. Zhang, N. Saleh, S. Chen, Z. M. Sheng, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 225001 (2003).

²⁹A. Bourdier, D. Patin, and E. Lefebvre, *Physica D* **206**, 1 (2005).

³⁰Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. E* **69**, 016407 (2004).

³¹E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, and V. Malka, *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).

³²C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, and V. Malka, *New J. Phys.* **11**, 013011 (2009).

³³D. Umstadter, J.-K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).

³⁴R. G. Hemker, K.-C. Tzeng, W. B. Mori, and C. E. Clayton, *Phys. Rev. E* **57**, 5920 (1998).

³⁵S. Semushin and V. Malka, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2961 (2001).

³⁶Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. M. H. Monard, J. P. Larbre, V. D. Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).

³⁷H. Kotaki, I. Daito, M. Kando, Y. Hayashi, J. Ma, L.-M. Chen, T. Esirkipov, Y. Fukuda, T. Homma, A. Pirozhkov, J. K. Koga, K. Nakajima, H. Daido, and S. V. Bulanov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1760 (2008).

³⁸A. G. R. Thomas, C. D. Murphy, S. P. D. Mangles, A. E. Dangor, P. Foster, J. G. Gallacher, D. A. Jaroszynski, C. Kamperidis, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, R. Viskup, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 255002 (2008).

³⁹N. A. M. Hafz, T. M. Jeong, I. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. Hosokai, J. R. Cary, D.-K. Ko, and J. Lee, *Nat. Photonics* **2**, 571 (2008).

⁴⁰J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, B. Hidding, S. Becker, E. A. Peralta, U. Schramm, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker, and S. Karsch, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008).

⁴¹S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, O. Lundh, F. Lindau, M. C. Kaluzac, A. Persson, C.-G. Wahlström, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Phys. Plasmas* **14**, 056702 (2007).

Controlling the Phase-Space Volume of Injected Electrons in a Laser-Plasma Accelerator

C. Rechatin,¹ J. Faure,¹ A. Ben-Ismaïl,^{1,2} J. Lim,¹ R. Fitour,¹ A. Specka,² H. Videau,² A. Tafzi,¹ F. Burgy,¹ and V. Malka¹

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, École Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Laboratoire Leprince Ringuet, École Polytechnique, CNRS-IN2P3, UMR 7638, 91128 Palaiseau, France

(Received 3 December 2008; published 24 April 2009)

To take full advantage of a laser-plasma accelerator, stability and control of the electron beam parameters have to be achieved. The external injection scheme with two colliding laser pulses is a way to stabilize the injection of electrons into the plasma wave, and to easily tune the energy of the output beam by changing the longitudinal position of the injection. In this Letter, it is shown that by tuning the optical injection parameters, one is able to control the phase-space volume of the injected particles, and thus the charge and the energy spread of the beam. With this method, the production of a laser accelerated electron beam of 10 pC at the 200 MeV level with a 1% relative energy spread at full width half maximum (3.1% rms) is demonstrated. This unique tunability extends the capability of laser-plasma accelerators and their applications.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.164801

PACS numbers: 41.75.Jv, 29.27.Ac, 52.38.Kd

Laser wakefield accelerators hold the promise of compact electron beam sources [1]. In such an accelerator, electrons are trapped and accelerated in a longitudinal plasma wave whose velocity v_p is close to the speed of light c . In electric fields of several hundreds of GV/m, electrons can reach ultrarelativistic energies on a millimeter scale. This alternative acceleration technique has made remarkable progress over the last few years. In 2004, it was first proven that under certain laser and plasma conditions the “bubble regime” could lead to the production of quasimonoenergetic electron beams [2–4]. In this regime, an almost spherical ionic cavity of size corresponding to the plasma wavelength λ_p is formed behind the laser pulse [5,6]. A spike in the electron density builds up at the back of the cavity and eventually breaks, causing electron injection. Because they are localized in space and time, those electrons witness the same accelerating field and are accelerated with small energy spread. At the time of those first experiments, stability and control of the beam parameters were not addressed, the whole process being highly nonlinear. Recent improvements of this scheme have led to a more stable beam, either using capillaries [7,8] or gas jets [9,10]. An alternative approach using two colliding laser pulses marked a significant improvement in the electron beam stability and control of energy. It relies on an optical injection scheme in which a second laser pulse (injection pulse) imparts a momentum kick to electrons so that they can remain in the accelerating phase of the plasma wave. This basic idea, first developed in [11], was refined to a scheme in which the initial momentum is given by the ponderomotive beat wave of the two lasers when they collide [12,13]. This injection mechanism does not rely on nonlinear effects and therefore allows for the injection of electrons in a stable manner [14,15]. Moreover, by decoupling the injection and acceleration processes, it is possible to gain control over electron beam parameters

without changing the laser driving the plasma wave (pump pulse) or the plasma parameters. By changing the collision position and therefore the acceleration length, it has been already proven in [14] that the energy of the beam can be controlled. In this Letter, we show that we can also use the injection pulse amplitude and polarization to control the phase-space volume of the injected electrons, and hence the charge and energy spread of the accelerated electron beam. This demonstrates control over the relevant parameters of the laser-plasma accelerator.

We report here the results of an experiment conducted with the Laboratoire d'Optique Appliquée “Salle Jaune” Ti:Sa laser system, which delivers two ultrashort 30 fs linearly polarized pulses. The pump pulse is focused to intensities up to $I_0 = 4.6 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, which corresponds to a normalized amplitude of $a_0 = 1.5$. The injection pulse is focused with intensities up to $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, for which $a_1 = 0.4$. A supersonic helium gas jet, after ionization by the front of the laser pulses, provides the plasma medium. In this experiment two different gas jets have been used and characterized independently by interferometry. A 2 mm nozzle, which has a slightly parabolic density profile, with a plateau over only 0.8 mm and a 3 mm nozzle with a well defined density plateau over 2.1 mm. The differences in length and profile of the two gas jets lead to two different electron densities of operation: typically $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the 2 mm nozzle and $5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ for the 3 mm nozzle. The two laser beams propagated with a 176° angle, instead of 180° as in previous colliding pulse experiments [14,15]. This non-collinear geometry offers several advantages: (i) it minimizes the risk of damaging the laser system by reducing the laser feedback to less than 1 mJ; (ii) the electron beam can be extracted and diagnosed more easily because there are no optics in its path. The electron beam is measured with a spectrometer consisting of a dipole mag-

net (1.1 T over 10 cm) and a LANEX phosphor screen. It gives access to energy distribution, charge, and angular distribution of the electron beam [16]. A half-wave plate followed by a polarizer enables us to reduce the injection pulse energy before compression. A second half-wave plate enables us to rotate the polarization of the injection pulse.

External injection provides a way to dramatically stabilize the injection process and the production of a quasimonoenergetic beam. A data set of 30 consecutive shots taken with the 3 mm nozzle, density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and collision position $z_{\text{coll}} = -400 \text{ } \mu\text{m}$ (the z axis is oriented in the direction of the pump pulse with origin in the center of the gas jet), yields a very stable beam in energy $E = 206 \pm 10 \text{ MeV}$ (5% rms fluctuation) with measured full width at half maximum (FWHM) energy spread $\Delta E = 14 \pm 3 \text{ MeV}$ (20% rms fluctuation) (limited by the resolution of the spectrometer), FWHM divergence $\theta = 4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$ (36% rms fluctuation), and peak charge $Q_{\text{pk}} = 13 \pm 4 \text{ pC}$ (30% rms fluctuation). For this data set the laser energy fluctuation is 17% rms and 60% peak to peak. We have also witnessed that fluctuations of the electron beam parameters depend on laser stability. The reproducibility of a high quality beam is the first feature required by numerous applications of an electron source. This is also crucial for accurate measurements of beam parameters such as bunch duration or emittance measurements which often require a complete set of reproducible data.

Finally, it also enables us to see statistically clear variations of the beam parameters over a low number of shots (typically 3–5), thus justifying the following parametric study.

By changing the delay between the pump and injection pulses, one is able to change the longitudinal position of injection. Therefore, it is possible to control the acceleration length and, consequently, the energy of the output electron beam. It was already proven in a collinear geometry and still holds with a large colliding angle $\alpha = 176^\circ$ since the pulses collide over a spatial region longer than 1 mm. Using the 3 mm gas jet with $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, we were able to tune the final energy continuously from 60 to 230 MeV.

In addition to the collision position, the use of an external injection scheme makes it possible to change the parameters of the injected electron beam without modifying the accelerating structure induced by the pump pulse and its coupling to the plasma. Control over the injection pulse parameters, namely, intensity and polarization, translates into control over the injection process and enables us to modify the phase-space volume of the injected particles. A simplistic physical picture for a one-dimensional (1D) case with circularly polarized laser pulses is represented in Fig. 1. Assuming $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and a Gaussian pulse of 30 fs duration, one can compute the 1D separatrix for the wakefield, which is

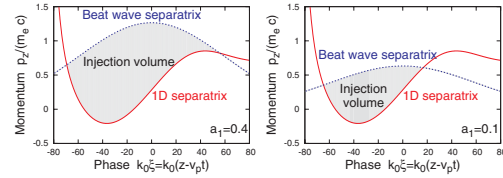


FIG. 1 (color online). Evolution of injection volume with a_1 for $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Left: $a_1 = 0.4$. Right: $a_1 = 0.1$. Fields are computed for the 1D case, and the beat wave separatrix corresponds to the circular polarization case.

the boundary, in longitudinal phase space, between trapped particles and untrapped particles (red solid curve). For circularly polarized lasers, since the motion is deterministic, one can also compute the beat wave separatrix which gives the maximum momentum gain that can be achieved in the beat wave (blue dotted curve). Following the approach of [13], i.e., using a Chirikov criterion, injection will occur when the two separatrices overlap, thus defining an injection volume in phase space. Here, a decrease of a_1 lowers the beat wave separatrix and reduces directly the injection volume. The reality is more complex since heating with linearly polarized lasers is stochastic [17,18] and we also know that the underlying fluid approximation used for describing the wake potential does not hold at the collision position. The electrons are indeed trapped in the beat wave and cannot take part in the large scale oscillations driving the plasma wave. As a consequence, the wakefield is less suitable for trapping and the injection phase-space volume is reduced compared to the above idealized case [19]. However, stochastic heating with linearly polarized lasers is a growing function of a_1 , and the injection is still a threshold process. Therefore, the simplistic picture still holds, and the injection volume can be made arbitrarily small by changing the injection parameters.

Experimentally, changing the energy gain of electrons during the collision can be performed in two different ways: (i) by changing the injection pulse energy (with a half-wave plate and polarizer placed before the grating compressor) since the longitudinal momentum gain of electrons in the beat wave scales as $\sqrt{a_0 a_1}$ and (ii) by using the polarization dependence of the beat wave mechanism. The heating of the electrons is indeed more effective when the polarizations of the pulses are parallel. When the polarizations are crossed, heating is less efficient but injection can still occur [20].

Evidently, tuning the injection volume results in the control of the charge injected in the main accelerating structure. Figure 2 (top) shows raw electron spectra obtained with the 2 mm gas nozzle and an electron density of $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for different injection laser amplitudes. It confirms that the charge, corresponding to the

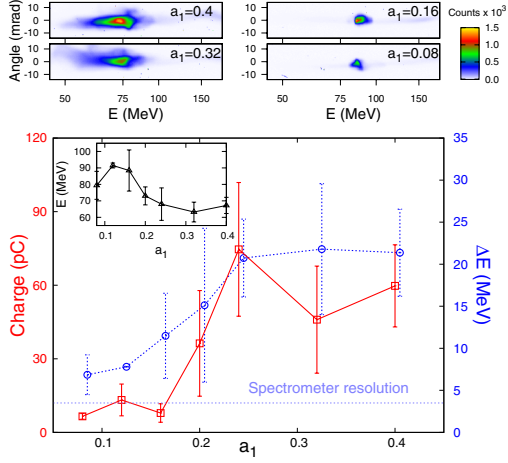


FIG. 2 (color online). Top: Raw electron spectra for different a_1 . The horizontal axis is the dispersive direction so that the abscissa represents the energy of the beam (nonlinear scale). The nondispersive direction gives information on the divergence of the beam. Bottom: Evolution of charge (red solid line with squares), ΔE at FWHM (blue dotted line with circles) with a_1 . The error bars represent the rms fluctuation. Inset: variation of peak energy. Physical parameters: $a_0 = 1.4$, 2 mm gas jet, $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -100 \mu\text{m}$.

integral of the number of counts, can be tuned for beam energies in the 70–80 MeV range.

The parameters of the electron beams for the data set are summarized in Fig. 2 (bottom). The solid (red) line represents the evolution of the charge in the monoenergetic component with the injection pulse amplitude. It shows that injection of electrons was obtained for normalized injection pulse amplitudes as low as $a_1 = 0.1$, giving a 6 pC electron beam. The charge then rapidly increases for low injection amplitudes and then saturates at 60 pC for normalized injection amplitudes ranging from 0.25 to 0.4. This behavior is consistent with 1D PIC simulations [20] and can be explained as follows: on one hand the momentum gain increases with the injection pulse intensity, but on the other hand the wakefield inhibition [19] also becomes stronger with the injection pulse intensity. This process makes trapping harder and eventually balances the injected charge. Simulations also show that for higher values of injection laser amplitude $a_1 > 1$, the charge becomes again a growing function of a_1 , when the wake is completely inhibited.

The control of the charge can also be achieved by rotating the injection pulse polarization. Figure 3 shows a data set taken with the 3 mm gas nozzle and an electron density of $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The red curve represents the injected charge evolution with the angle between the polarizations of the two pulses. As expected, the charge is

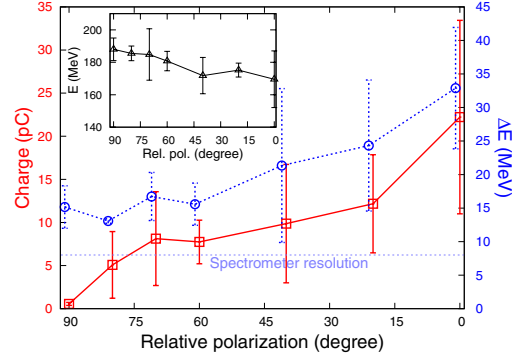


FIG. 3 (color online). Evolution of charge (red solid line with squares), ΔE at FWHM (blue dotted line with circles) with the angle between the polarizations of injection and pump lasers (0° , parallel polarizations; 90° , crossed polarizations). Inset: variation of peak energy. Physical parameters: $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, 3 mm gas jet, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -450 \mu\text{m}$.

maximal (22 pC) when the injection pulse has the same polarization as the pump pulse (0° angle) and decreases to its minimal value (1 pC) when the polarizations are crossed (90° angle). Here, the beam peak energy is about 180 MeV, showing that tuning the charge can be performed at various energy levels.

The insets in Figs. 2 and 3 show that the peak energy slightly drops as the injected charge increases: from 90 to 70 MeV for Fig. 2 and from 190 to 170 MeV for Fig. 3. This decrease can be explained by the combination of two effects: (i) injection in lower energy gain orbits, further from the separatrix; (ii) beam loading effects [21]. The full explanation of this interplay is beyond the scope of this Letter and is the topic of another paper [22]. Nevertheless, this small variation can be easily compensated by adjusting the collision position and by adding about 100 μm to the acceleration length.

Furthermore, the change of injection volume also impacts the energy spread of the beam. Indeed, in the small charge limit, when beam loading effects are negligible, the acceleration process can be described by Hamiltonian theory in which the quantity $\Delta p \Delta x$ is conserved during the acceleration: a small injection volume will result in small energy spread after acceleration. On the contrary, larger injection volumes will result in larger energy spreads. In addition, when the injection volume (and hence the charge) grows, beam loading effects become more important and will also tend, if uncontrolled, to produce greater energy spread after acceleration [21]. When a high charge is accelerated, it indeed distorts the wakefield and can broaden the energy spectrum of the beam. Beam loading effects in this experiment are specifically addressed in another paper [22].

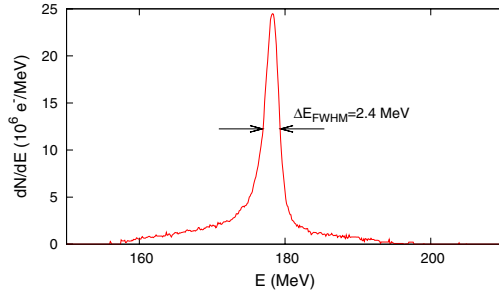


FIG. 4 (color online). Deconvoluted spectrum from high resolution spectrometer measurement. Physical parameters: $a_0 = 1.2$, $a_1 = 0.35$, 3 mm gas jet, $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -300 \mu\text{m}$.

In all cases, increasing the injection volume will increase the energy spread, either directly or indirectly through beam loading effects. That is why charge and energy spread are strongly correlated, as can be seen in Figs. 2 and 3, also representing the FWHM width of the quasi-monoenergetic peak ΔE (blue circles). In Fig. 2, the energy spread can be tuned from 22 to 7 MeV, and in Fig. 3, the energy spread is reduced from 33 to 13 MeV. For both data sets, the linear correlation factor between charge and spectral width ΔE is 0.8.

This evolution of the energy spread has important implications since the narrower energy distribution almost compensates the charge decrease, so that the spectral intensity and brilliance of the electron beam stays nearly the same (within a factor of 2). If extrapolated, this technique can lead to even narrower energy distributions, as heating can be tuned as close to the injection threshold as necessary. Both Figs. 2 and 3 show that the measurement of the energy spread is limited by the spectrometer resolution. Thus, in order to resolve the electron spectrum, we used a focusing-imaging spectrometer whose resolution is better than 1%.

Figure 4 shows a measurement performed using this spectrometer. The parameters were 3 mm gas nozzle, $n_e = 7.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and the laser intensities were slightly lower, $a_0 = 1.2$ and $a_1 = 0.35$. The electron spectrum exhibits a very narrow energy distribution with a monoenergetic peak at 178 MeV of width 2.4 MeV FWHM, giving a relative energy spread (FWHM) of 1.3%. Note that the whole charge of the beam (11 pC) is contained in this narrow peak, yielding a total rms energy spread of only 3.1%. The divergence of this beam is $3 \pm 1 \text{ mrad}$, which leads to an estimated resolution for this shot of %.

This scheme therefore holds the promise of producing very narrow energy distributions not only suitable for all applications demanding high temporal resolution but also for free electron laser experiments that are strongly dependent on beam quality, and, in particular, energy spread.

In this Letter, we have demonstrated that the use of optical external injection not only enables us to stabilize and control the energy of the electron beam but also provides “knobs” to easily change the injection volume, thus allowing the modification of the charge along with the energy spread. This method provides a way to improve beam quality, and energy spreads of 1.3% FWHM have been measured. This high quality, stable, and fully tunable beam produced by a laser-plasma accelerator paves the way for numerous applications.

This work has been partially supported by ANR-05-NT05-2-41699, by the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 Structuring the European Research Area program (CARE, Contract No. RII3-CT-2003-506395, and EU-ROLEAP, Contract No. 028514), and by Triangle de la Physique.

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [2] S.P.D. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).
- [3] C.G.R. Geddes *et al.*, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).
- [4] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).
- [5] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
- [6] W. Lu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006).
- [7] W.P. Leemans *et al.*, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).
- [8] J. Osterhoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008).
- [9] S.P.D. Mangles *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 056702 (2007).
- [10] N.A.M. Hafz *et al.*, *Nat. Photon.* **2**, 571 (2008).
- [11] D. Umstadter, J.K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).
- [12] E. Esarey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
- [13] G. Fubiani, E. Esarey, C.B. Schroeder, and W.P. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
- [14] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).
- [15] J. Faure *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49**, B395 (2007).
- [16] Y. Glinec *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).
- [17] Z.-M. Sheng *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).
- [18] J.T. Mendonça, *Phys. Rev. A* **28**, 3592 (1983).
- [19] C. Rechatin *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007).
- [20] C. Rechatin *et al.*, *New J. Phys.* **11**, 013011 (2009).
- [21] T. Katsouleas *et al.*, *Part. Accel.* **22**, 81 (1987).
- [22] C. Rechatin *et al.* (unpublished).

Bibliographie

- [1] T. TAJIMA AND J. M. DAWSON; Laser electron accelerator; *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979). [1](#), [5](#), [23](#)
- [2] D. STRICKLAND AND G. MOUROU; Compression of amplified chirped optical pulses; *Opt. Comm.* **56**, 219 (1985). [1](#)
- [3] M. MANCLOSSI, J. J. SANTOS, D. BATANI, J. FAURE, A. DEBAYLE, V. T. TIKHONCHUK AND V. MALKA; Study of ultraintense laser-produced fast-electron propagation and filamentation in insulator and metal foil targets by optical emission diagnostics; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125002 (2006). [2](#)
- [4] V. MALKA, J. FAURE AND F. AMIRANOFF; Characterization of plasmas produced by laser-gas jet interaction; *Phys. Plasmas* **8**, 3467 (2001). [2](#)
- [5] J. FAURE, V. MALKA AND F. AMIRANOFF; Propagation of a randomized 600-ps laser beam in a helium gas jet over long scale lengths; *Phys. Rev. E* **64**, 026404 (2001). [2](#)
- [6] V. MALKA, J. FAURE, S. HÜLLER, V. T. TIKHONCHUK, S. WEBER AND F. AMIRANOFF; Enhanced spatiotemporal laser-beam smoothing in gas-jet plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **90**, 075002 (2003). [2](#)
- [7] C. JOSHI, T. TAJIMA, J. M. DAWSON, H. A. BALDIS AND N. A. EBRAHIM; Forward raman instability and electron acceleration; *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1285 (1981). [5](#), [13](#)
- [8] J. 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*; Ph.D. thesis; École Polytechnique (2001). [5](#)
- [9] J. FAURE, J.-R. MARQUÈS, V. MALKA, F. AMIRANOFF, Z. NAJMUDIN, B. WALTON, J.-P. ROUSSEAU, S. RANC, A. SOLODOV AND P. MORA; Dynamics of raman instabilities using chirped laser pulses; *Phys. Rev. E* **63**, 654 (2001). [5](#), [15](#), [21](#)
- [10] J. FAURE, V. MALKA, J.-R. MARQUÈS, P.-G. DAVID, F. AMIRANOFF, K. T. PHUOC AND A. ROUSSE; Effects of pulse duration on self-focusing

- of ultra-short lasers in underdense plasmas; *Phys. Plasmas* **9**, 756 (2002). [5](#), [10](#)
- [11] J. FAURE, Y. GLINEC, J. J. SANTOS, F. EWALD, J.-P. ROUSSEAU, S. KISELEV, A. PUKHOV, T. HOSOKAI AND V. MALKA; Observation of laser pulse shortening in nonlinear plasma waves; *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205003 (2005). [5](#), [17](#)
- [12] A. PUKHOV AND J. MEYER-TER-VEHN; Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime; *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002). [5](#), [8](#), [11](#), [26](#)
- [13] W. LU, C. HUANG, M. ZHOU, W. B. MORI AND T. KATSOULEAS; Non-linear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006). [5](#), [8](#)
- [14] W. LU, M. TZOUFRAS, C. JOSHI, F. S. TSUNG, W. B. MORI, J. VIEIRA, R. A. FONSECA AND L. O. SILVA; Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime; *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 061301 (2007). [5](#), [11](#), [17](#), [21](#), [24](#)
- [15] P. MORA AND T. M. ANTONSEN, JR.; Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultra-intense, self-focused laser pulse; *Phys. Rev. E* **53**, R2068 (1996). [5](#), [8](#)
- [16] J. FAURE; Accélération de particules dans les plasmas; Cours de Master II, Université d'Orsay. [5](#)
- [17] L. M. GORBUNOV AND V. I. KIRSANOV; Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet; *Sov. Phys. JETP* **66**, 290 (1987). [6](#)
- [18] N. E. ANDREEV, L. M. GORBUNOV, V. I. KIRSANOV, A. A. POGOSOVA AND R. R. RAMAZASHVILI; Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma; *JETP Lett* **55**, 571 (1992). [6](#)
- [19] A. I. AKHIEZER AND R. V. POLOVIN; Theory of wave motion of an electron plasma; *Sov. Phys. JETP* **3**, 696 (1956). [7](#), [26](#)
- [20] J. M. DAWSON; Nonlinear electron oscillations in a cold plasma; *Phys. Rev.* **113**, 383 (1959). [7](#)
- [21] P. MORA AND T. M. ANTONSEN, JR.; Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas; *Phys. Plasmas* **4**, 217 (1997). [7](#), [13](#), [49](#)
- [22] W. L. KRUEER; *The physics of laser plasma interactions*; Addison-Wesley, New-York (1988). [7](#), [13](#)
- [23] J. FAURE; Accélération de faisceaux d'électrons par interaction laser-plasma; *Images de la physique* **1**, 23 (2007). [8](#)

- [24] W. B. MORI; The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers; *IEEE J. Quant. Elec.* **33**, 1942 (1997). [8](#), [14](#)
- [25] C. E. MAX, J. ARONS AND A. B. LANGDON; Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974). [9](#)
- [26] P. SPRANGLE, C.-H. TANG AND E. ESAREY; Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas; *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-15**, 145 (1987). [9](#)
- [27] G. SUN, E. OTT, Y. C. LEE AND P. GUZDAR; Self-focusing of short intense pulses in plasmas; *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987). [9](#)
- [28] E. ESAREY, P. SPRANGLE, J. KRALL AND A. TING; Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gazes and plasmas; *IEEE J. Quant. Electron.* **33**, 1879 (1997). [9](#)
- [29] T. M. ANTONSEN, JR. AND P. MORA; Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992). [9](#)
- [30] P. SPRANGLE AND E. ESAREY; Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas; *Phys. Fluids B* **4**, 2241 (1992). [9](#)
- [31] J. ANTONSEN, T. M. AND P. MORA; Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas; *Phys. Fluids B* **5**, 1440 (1993). [9](#)
- [32] E. ESAREY AND J. K. P. SPRANGLE; Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2887 (1994). [9](#)
- [33] N. E. ANDREEV, L. M. GORBUNOV, V. I. KIRSANOV, A. A. POGOSOVA AND A. S. SAKHAROV; Theory of the resonance modulational instability of short laser pulses in a homogeneous plasma and plasma channels; *Plas. Phys. Rep.* **22**, 379 (1996). [9](#)
- [34] W. B. MORI, C. D. DECKER, D. E. HINKEL AND T. KATSOULEAS; Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers; *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1482 (1994). [9](#)
- [35] C. D. DECKER, W. B. MORI, T. KATSOULEAS AND D. E. HINKEL; Spatial temporal theory of Raman forward scattering; *Phys. Plasmas* **3**, 1360 (1996). [9](#), [15](#)
- [36] C. J. MCKINSTRIE AND R. BINGHAM; Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma; *Phys. Fluids B* **4**, 2626 (1992). [9](#)
- [37] A. TING, E. ESAREY AND P. SPRANGLE; Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas; *Phys. Fluids B* **2**, 1390 (1990). [10](#)

- [38] P. SPRANGLE, E. ESAREY AND A. TING ; Nonlinear theory of intense laser-plasma interaction ; *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990). [10](#)
- [39] P. SPRANGLE, E. ESAREY AND A. TING ; Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas ; *Phys. Rev. A* **41**, 4463 (1990). [10](#)
- [40] A. B. BORISOV, A. V. BOROVSKI, O. B. SHIRYAEV, V. V. KOROBKIB, A. M. PROKHOROV, T. S. LUK, K. BOYER AND C. K. RHODES ; Relativistic and charge displacement self-channeling of intense ultrashort laser pulses in plasmas ; *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992). [10](#)
- [41] R. WAGNER, S.-Y. CHEN, A. MAKSIMCHUK AND D. UMSTADTER ; Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel ; *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3125 (1997). [10](#)
- [42] A. G. R. THOMAS, Z. NAJMUDIN, S. P. D. MANGLES, C. D. MURPHY, A. E. DANGOR, C. KAMPERIDIS, K. L. LANCASTER, W. B. MORI, P. A. NORREYS, W. ROZMUS ET AL. ; Effect of laser-focusing conditions on propagation and monoenergetic electron production in laser-wakefield accelerators ; *Phys. Rev. Lett.* **98**, 095004 (2007). [10](#)
- [43] A. G. R. THOMAS, S. P. D. MANGLES, C. D. MURPHY, A. E. DANGOR, P. S. FOSTER, J. G. GALLACHER, D. A. JAROSZYNSKI, C. KAMPERIDIS, K. KRUSHELNICK, K. L. LANCASTER ET AL. ; Ultrashort pulse filamentation and monoenergetic electron beam production in lwfas ; *Plasma Physics and Controlled Fusion* **51**, 024010 (2009). [10](#)
- [44] V. MALKA, S. FRITZLER, E. LEFEBVRE, M.-M. ALÉONARD, F. BURGY, J.-P. CHAMBARET, J.-F. CHEMIN, K. KRUSHELNICK, G. MALKA, S. P. D. MANGLES ET AL. ; Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse ; *Science* **298**, 1596 (2002). [11](#), [17](#), [36](#)
- [45] Y. KITAGAWA, T. MATSUMOTO, T. MINAMIHATA, K. SAWAI, K. MATSUO, K. MIMA, K. NISHIHARA, H. AZECHI, K. A. TANAKA, H. TAKABE ET AL. ; Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons ; *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48 (1992). [13](#), [25](#)
- [46] F. AMIRANOFF, M. LABERGE, J.-R. MARQUÈS, F. MOULIN, E. FABRE, B. CROS, G. MATTHIEUSSENT, P. BENKHEIRI, F. JACQUET, J. MEYER ET AL. ; Observation of modulational instability in Nd-laser beat-wave experiments ; *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3710 (1992). [13](#)
- [47] M. EVERETT, A. LAL, D. GORDON, C. CLAYTON, K. MARSH AND C. JOSHI ; Trapped electron acceleration by a laser-driven relativistic plasma wave ; *Nature* **368**, 527 (1994). [13](#), [25](#)
- [48] C. E. CLAYTON, M. J. EVERETT, A. LAL, D. GORDON, K. A. MARSH AND C. JOSHI ; Acceleration and scattering of injected electrons in plasma beatwave accelerator experiments ; *Phys. Plasmas* **14**, 1753 (1994). [13](#), [25](#)

- [49] F. AMIRANOFF, D. BERNARD, B. CROS, F. JACQUET, G. MATTHIEUSSENT, P. MINÉ, P. MORA, J. MORILLO, F. MOULIN, A. E. SPECKA ET AL.; Electron acceleration in nd-laser plasma beat-wave experiments; *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5220 (1995). [13](#), [25](#)
- [50] A. MODENA, A. DANGOR, Z. NAJMUDIN, C. CLAYTON, K. MARSH, C. JOSHI, V. MALKA, C. DARROW, D. NEELY AND F. WALSH; Electron acceleration from the breaking of electron plasma waves; *Nature* **377**, 606 (1995). [13](#), [26](#)
- [51] A. MODENA, A. DANGOR, Z. NAJMUDIN, C. CLAYTON, K. MARSH, C. JOSHI, V. MALKA, C. DARROW AND C. DANSON; Observation of Raman forward scattering in the relativistic regime; *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 298 (1996). [13](#), [15](#)
- [52] D. UMSTADTER, S.-Y. CHEN, A. MAKSIMCHUK, G. MOUROU AND R. WAGNER; Nonlinear optics in plasmas and laser wake field acceleration of electrons; *Science* **273**, 472 (1996). [13](#), [15](#), [26](#)
- [53] F. S. TSUNG, C. REN, L. O. SILVA, W. B. MORI AND T. KATSOULEAS; Generation of ultra-intense single-cycle laser pulses by using photon deceleration; *Proc. Nat. Acad. Science* **99**, 29 (2002). [17](#)
- [54] C. REN, B. J. DUDA, R. G. HEMKER, W. B. MORI, T. KATSOULEAS, T. M. ANTONSEN, JR. AND P. MORA; Compressing and focusing of a short laser pulse by a thin plasma lens; *Phys. Rev. E* **63**, 26411 (2001). [17](#)
- [55] D. F. GORDON AND B. HAFIZI; Asymmetric self-phase modulation and compression of short laser pulses in plasma channels; *Phys. Rev. Lett.* **90**, 215001 (2003). [17](#)
- [56] O. SHOROKHOV, A. PUKHOV AND I. KOSTYUKOV; Self-compression of laser pulses in plasma; *Phys. Rev. Lett.* **91**, 265002 (2003). [17](#)
- [57] J. FAURE, Y. GLINEC, G. GALLOT AND V. MALKA; Ultrashort laser pulses and ultrashort electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction; *Phys. Plasmas* **13**, 056706 (2006). [17](#), [56](#), [61](#)
- [58] M. NISOLI, S. DE SILVESTRI, O. SVELTO, R. SZIPÖCS, K. FERENCZ, C. SPIELMANN, S. SARTANIA AND F. KRAUSZ; Compression of high-energy laser pulses below 5 fs; *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997). [19](#)
- [59] G. CERULLO, M. NISOLI, S. STAGIRA AND S. DE SILVESTRI; Sub-8fs pulses from an ultrabroadband optical parametric amplifier in the visible; *Opt. Lett.* **23**, 1283 (1998). [19](#)
- [60] F. TAVELLA, Y. NOMURA, L. VEISZ, V. PERVAK, A. MARCINKEVIČIUS AND F. KRAUSZ; Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier; *Opt. Lett.* **32**, 2227 (2007). [19](#)

- [61] F. DORCHIES ; *Étude du sillage laser : application à l'accélération d'électrons* ; Ph.D. thesis ; École Polytechnique (1998). [21](#)
- [62] E. ESAREY AND M. PILLOFF ; Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves ; *Phys. Plasmas* **2**, 1432 (1995). [22](#), [26](#)
- [63] C. JOSHI, W. B. MORI, T. KATSOULEAS, J. M. DAWSON, J. M. KINDEL AND D. W. FORSLUND ; Ultrahigh gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves ; *Nature* **311**, 525 (1984). [23](#)
- [64] S. V. BULANOV, I. N. INOVENKOV, V. I. KIRSANOV, N. M. NAUMOVA AND A. S. SAKHAROV ; Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma ; *Phys. Fluids* **4**, 1935 (1992). [24](#)
- [65] S. GORDIENKO AND A. PUKHOV ; Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons ; *Phys. Plasmas* **12**, 043109 (2005). [24](#)
- [66] A. IRMAN, M. J. H. LUTTIKHOF, A. G. KHACHATRYAN, F. A. VAN GOOR, J. W. J. VERSCHUUR, H. M. J. BASTIAENS AND K.-J. BOLLER ; Design and simulation of laser wakefield acceleration with external electron bunch injection in front of the laser pulse ; *Journal of Applied Physics* **102**, 024513 (2007). [25](#)
- [67] FLASH COLLABORATION ; First operation of a free-electron laser generating GW power radiation at 32 nm wavelength ; *Eur. Phys. J. D* **37**, 297 (2006). [25](#)
- [68] F. AMIRANOFF, S. BATON, D. BERNARD, B. CROS, D. DESCAMPS, F. DORCHIES, F. JACQUET, V. MALKA, G. MATTHIEUSSENT, J. R. MARQUÈS ET AL. ; Observation of laser wakefield acceleration of electrons ; *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998). [25](#)
- [69] A. G. KHACHATRYAN, F. A. VAN GOOR, K.-J. BOLLER, A. J. W. REITSMA AND D. A. JAROSZYNSKI ; Extremely short relativistic-electron-bunch generation in the laser wakefield via novel bunch injection scheme ; *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **7**, 121301 (2004). [25](#)
- [70] A. LIFSCHITZ, J. FAURE, V. MALKA AND P. MORA ; GeV wakefield acceleration of low energy electron bunches using petawatt lasers ; *Phys. Plasmas* **12**, 0931404 (2005). [25](#)
- [71] T. KATSOULEAS AND W. B. MORI ; Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma ; *Phys. Rev. Lett.* **61**, 90 (1988). [26](#)
- [72] S. V. BULANOV, F. PEGORARO, A. M. PUKHOV AND A. S. SAKHAROV ; Transverse-wake wave breaking ; *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4205 (1997). [26](#)
- [73] C. B. SCHROEDER, E. ESAREY, B. A. SHADWICK AND W. P. LEEMANS ; Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves ; *Phys. Plasmas* **13**, 033103 (2006). [26](#)

- [74] E. ESAREY, B. HAFIZI, R. HUBBARD AND A. TING ; Trapping and acceleration in self-modulated laser wakefields ; *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5552 (1998). [26](#)
- [75] S. BULANOV, N. NAUMOVA, F. PEGORARO AND J. SAKAI ; Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking ; *Phys. Rev. E* **58**, R5257 (1998). [27](#), [52](#)
- [76] H. SUK, N. BAROV, J. B. ROSENZWEIG AND E. ESAREY ; Plasma electron trapping and acceleration in a plasma wake field using a density transition ; *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1011 (2001). [27](#)
- [77] P. TOMASSINI, M. GALIMBERTI, A. GIULIETTI, D. GIULIETTI, L. A. GIZZI, L. LABATE AND F. PEGORARO ; Production of high-quality electron beams in numerical experiments of laser wakefield acceleration with longitudinal wave breaking ; *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **6**, 121301 (2003). [27](#)
- [78] J. U. KIM, N. HAFZ AND H. SUK ; Electron trapping and acceleration across a parabolic plasma density profile ; *Phys. Rev. E* **69**, 026409 (2004). [27](#)
- [79] C. G. R. GEDDES, K. NAKAMURA, G. R. PLATEAU, C. TÓTH, E. CORMIER-MICHEL, E. ESAREY, C. B. SCHROEDER, J. R. CARY AND W. P. LEEMANS ; Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches ; *Phys. Rev. Lett.* **100**, 215004 (2008). [27](#)
- [80] D. UMSTADTER, J.-K. KIM AND E. DODD ; Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves ; *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996). [27](#)
- [81] R. G. HEMKER, K.-C. TZENG, W. B. MORI, C. E. CLAYTON AND T. KATSOULEAS ; Computer simulations of cathodeless, high-brightness electron-beam production by multiple laser beams in plasmas ; *Phys. Rev. E* **57**, 5920 (1998). [27](#)
- [82] E. ESAREY, R. F. HUBBARD, W. P. LEEMANS, A. TING AND P. SPRANGLE ; Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses ; *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997). [27](#), [28](#), [49](#)
- [83] C. B. SCHROEDER, P. B. LEE, J. S. WURTELE, E. ESAREY AND W. P. LEEMANS ; Generation of ultrashort electron bunches by colliding laser pulses ; *Phys. Rev. E* **59**, 6037 (1999). [27](#), [30](#)
- [84] H. KOTAKI, S. MASUDA, M. KANDO, J. KOGA AND K. NAKAJIMA ; Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses ; *Phys. Plasmas* **11**, 3596 (2004). [27](#)

- [85] G. FUBIANI, E. ESAREY, C. SCHROEDER AND W. LEEMANS; Beatwave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses.; *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004). [27](#), [28](#), [30](#), [49](#)
- [86] J. FAURE, C. RECHATIN, A. NORLIN, A. LIFSCHITZ, Y. GLINEC AND V. MALKA; Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses.; *Nature* **444**, 737 (2006). [27](#), [38](#), [42](#)
- [87] J. FAURE, C. RECHATIN, A. NORLIN, F. BURG, A. TAFZI, J.-P. ROUSSEAU AND V. MALKA; Controlled electron injection in a laser-plasma accelerator; *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, B395 (2007). [27](#), [38](#), [42](#)
- [88] J. FAURE, C. RECHATIN, A. F. LIFSCHITZ, X. DAVOINE, E. LEFEBVRE AND V. MALKA; Experiments and simulations of the colliding pulse injection of electrons in plasma wakefields; *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1751 (2008). [27](#), [28](#), [38](#)
- [89] V. MALKA, J. FAURE, J.-R. MARQUÈS, F. AMIRANOFF, J.-P. ROUSSEAU, S. RANC, J.-P. CHAMBARET, Z. NAJMUDIN, B. WALTON, P. MORA ET AL.; Characterization of electron beams produced by ultra-short (30 fs) laser pulses; *Phys. Plasmas* **8**, 0 (2001). [30](#)
- [90] C. GAHN, G. D. TSAKIRIS, A. PUKHOV, J. MEYER-TER-VEHN, G. PRETZLER, P. THIROLF, D. HABS AND K. J. WITTE; Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels; *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4772 (1999). [31](#), [32](#)
- [91] W. P. LEEMANS, D. RODGERS, P. E. CATRAVAS, C. G. R. GEDDES, G. FUBIANI, E. ESAREY, B. A. SHADWICK, R. DONAHUE AND A. SMITH; Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators; *Phys. Plasmas* **8**, 2510 (2001). [31](#)
- [92] A. PUKHOV, Z.-M. SHENG AND J. M. TER VEHN; Particle acceleration in relativistic laser channels; *Phys. Plasmas* **6**, 2847 (1999). [32](#)
- [93] G. D. TSAKIRIS, C. GAHN AND V. K. TRIPATHI; Laser-induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma; *Phys. Plasmas* **7**, 3017 (2000). [32](#)
- [94] J. FAURE, Y. GLINEC, A. PUKHOV, S. KISELEV, S. GORDIENKO, E. LEFEBVRE, J.-P. ROUSSEAU, F. BURG AND V. MALKA; A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams; *Nature* **431**, 541 (2004). [33](#), [34](#), [36](#), [55](#), [68](#)
- [95] V. MALKA, J. FAURE, Y. GLINEC, A. PUKHOV AND J.-P. ROUSSEAU; Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime; *Phys. Plasmas* **12**, 056702 (2005). [33](#)

- [96] Y. GLINEC, J. FAURE, A. GUEMNIE-TAFO, V. M. H. MONARD, J. P. LARBRE, V. D. WAELE, J. L. MARIGNIER AND M. MOSTAFAVI; Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer; *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006). [34](#), [35](#)
- [97] S. P. D. MANGLES, A. G. R. THOMAS, M. C. KALUZA, O. LUNDH, F. LINDAU, A. PERSSON, F. S. TSUNG, Z. NAJMUDIN, W. B. MORI, C.-G. WAHLSTRÖM ET AL.; Laser-wakefield acceleration of monoenergetic electron beams in the first plasma-wave period; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 215001 (2006). [36](#)
- [98] T. KATSOULEAS, S. WILKS, P. CHEN, J. M. DAWSON AND J. J. SU; Beam loading in plasma accelerators; in *Particle accelerators*; volume 22; page 81; Gordon and Breach Science Publishers, Inc., USA (1987). [36](#), [47](#)
- [99] S. C. WILKS, T. KATSOULEAS, J. M. DAWSON, P. CHEN AND J. SU; Beam loading in plasma waves **15**, 210 (1987). [36](#), [47](#)
- [100] S. P. D. MANGLES, C. D. MURPHY, Z. NAJMUDIN, A. G. R. THOMAS, J. L. COLLIER, A. E. DANGOR, E. J. DIVALL, P. S. FOSTER, J. G. GALLACHER, C. J. HOOKER ET AL.; Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions; *Nature* **431**, 535 (2004). [36](#)
- [101] C. G. R. GEDDES, C. TÓTH, J. VAN TILBORG, E. ESAREY, C. B. SCHROEDER, D. BRUHWILER, C. NIETER, J. CARY AND W. P. LEE-MANS; High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding; *Nature* **431**, 538 (2004). [36](#), [53](#)
- [102] B. HIDDING, K.-U. AMTHOR, B. LIESFELD, H. SCHWOERER, S. KARSCH, M. GEISSLER, L. VEISZ, K. SCHMID, J. G. GALLACHER, S. P. JAMISON ET AL.; Generation of quasimonoenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 105004 (2006). [36](#)
- [103] C.-T. HSIEH, C.-M. HUANG, C.-L. CHANG, Y.-C. HO, Y.-S. CHEN, J.-Y. LIN, J. WANG AND S.-Y. CHEN; Tomography of injection and acceleration of monoenergetic electrons in a laser-wakefield accelerator; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 095001 (2006). [36](#)
- [104] T. HOSOKAI, K. KINOSHITA, T. OHKUBO, A. MAEKAWA, M. UESAKA, A. ZHIDKOV, A. YAMAZAKI, H. KOTAKI, M. KANDO, K. NAKAJIMA ET AL.; Observation of strong correlation between quasimonoenergetic electron beam generation by laser wakefield and laser guiding inside a preplasma cavity; *Phys. Rev. E* **73**, 036407 (2006). [36](#)
- [105] N. HAFZ, T. M. JEONG, I. W. CHOI, S. K. LEE, K. H. PAE, V. V. KULAGIN, J. H. SUNG, T. J. YU, K.-H. HONG, T. HOSOKAI ET AL.; Stable generation of GeV-class electron beams from self-guided laser-plasma channels; *Nature Photonics* **2**, 571 (2008). [36](#), [42](#)

- [106] J. OSTERHOFF, A. POPP, Z. MAJOR, B. MARX, T. P. ROWLANDS-REES, M. FUCHS, M. GEISSLER, R. HÖRLEIN, B. HIDDING, S. BECKER ET AL.; Generation of stable, low-divergence electron beams by laser-wakefield acceleration in a steady-state-flow gas cell; *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008). [36](#), [42](#)
- [107] W. P. LEEMANS, B. NAGLER, A. J. GONSALVES, C. TÒTH, K. NAKAMURA, C. G. R. GEDDES, E. ESAREY, C. B. SCHROEDER AND S. M. HOOKER; GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator; *Nature Physics* **2**, 696 (2006). [42](#), [53](#)
- [108] S. P. D. MANGLES, A. G. R. THOMAS, O. LUNDH, F. LINDAU, M. C. KALUZA, A. PERSSON, C.-G. WAHLSTRÖM, K. KRUSHELNICK AND Z. NAJMUDIN; On the stability of laser wakefield electron accelerators in the monoenergetic regime; *Phys. Plasmas* **14**, 056702 (2007). [42](#)
- [109] F. LINDAU, O. LUNDH, S. P. D. MANGLES, M. C. KALUZA, K. KRUSHELNICK, Z. NAJMUDIN, A. PERSSON, A. G. R. THOMAS AND C. WAHLSTRÖM; Characterization of quasi-monoenergetic electron beams at the Lund Laser Centre; *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46**, 1707 (2008). [42](#)
- [110] C. RECHATIN, J. FAURE, A. LIFSCHITZ, X. DAVOINE, E. LEFEBVRE AND V. MALKA; Quasi-monoenergetic electron beams produced by colliding cross-polarized laser pulses in underdense plasmas; *New Jour. Phys.* **11**, 013011 (2009). [42](#), [43](#)
- [111] V. MALKA, J. FAURE, C. RECHATIN, A. BEN-ISMAIL, J. K. LIM, X. DAVOINE AND E. LEFEBVRE; Laser-driven accelerators by colliding pulses injection : A review of simulation and experimental results; *Phys. Plasmas* **16**, 056703 (2009). [42](#), [43](#)
- [112] E. LEFEBVRE, N. COCHET, S. FRITZLER, V. MALKA, M.-M. ALÉONARD, J.-F. CHEMIN, S. DARBON, L. DISDIER, J. FAURE, A. FEDOTOFF ET AL.; Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions; *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003). [44](#), [49](#)
- [113] X. DAVOINE, E. LEFEBVRE, J. FAURE, C. RECHATIN, A. LIFSCHITZ AND V. MALKA; Simulation of quasimonoenergetic electron beams produced by colliding pulse wakefield acceleration; *Phys. Plasmas* **15**, 113102 (2008). [44](#), [55](#)
- [114] C. RECHATIN, J. FAURE, A. BEN-ISMAIL, J. LIM, R. FITOUR, A. SPECKA, H. VIDEAU, A. TAFZI, F. BURGUY AND V. MALKA; Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator; soumis à *Phys. Rev. Lett.* (2009). [45](#), [46](#)

- [115] C. RECHATIN, X. DAVOINE, A. LIFSCHITZ, A. B. ISMAIL, J. LIM, E. LEFEBVRE, J. FAURE AND V. MALKA ; Observation of beam loading in a laser-plasma accelerator ; soumis à *Phys. Rev. Lett.* (2009). [49](#)
- [116] C. RECHATIN, J. FAURE, A. LIFSCHITZ, V. MALKA AND E. LEFEBVRE ; Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma ; *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007). [50](#)
- [117] H. KOTAKI, I. DAIDO, M. KANDO, Y. HAYASHI, J. MA, L.-M. CHEN, T. Z. ESIRKEPOV, Y. FUKUDA, T. HOMMA, A. PIROZHKOV ET AL. ; Improvement of the quality and stability of electron bunch using countercrossing laser beam **36**, 1760 (2008). [50](#)
- [118] M. TZOUFRAS, W. LU, F. S. TSUNG, C. HUANG, W. B. MORI, T. KATSIOULEAS, J. VIEIRA, R. A. FONSECA AND L. O. SILVA ; Beam loading in the nonlinear regime of plasma-based acceleration ; *Phys. Rev. Lett.* **101**, 145002 (2008). [51](#)
- [119] X. DAVOINE, E. LEFEBVRE, C. RECHATIN, J. FAURE AND V. MALKA ; Cold optical injection producing monoenergetic, multi-GeV electron bunches ; *Phys. Rev. Lett.* **102**, 065001 (2009). [52](#)
- [120] S. FRITZLER, E. LEFEBVRE, V. MALKA, F. BURG, A. E. DANGOR, K. KRUSHELNICK, S. P. D. MANGLES, Z. NAJMUDIN, J.-P. ROUSSEAU AND B. WALTON ; Emittance measurements of a laser-wakefield-accelerated electron beam ; *Phys. Rev. Lett.* **92**, 165006 (2004). [52](#)
- [121] F. DORCHIES, J. R. MARQUÈS, B. CROS, G. MATTHIEUSSENT, C. COURTOIS, T. VÉLIKOROUSOV, P. AUDEBERT, J. P. GEINDRE, S. REBIBO, G. HAMONIAUX ET AL. ; Monomode guiding of 10^{16} W/cm² laser pulses over 100 Rayleigh lengths in hollow capillary dielectric tubes ; *Phys. Rev. Lett.* **80**, 720 (1998). [53](#)
- [122] D. J. SPENCE AND S. M. HOOKER ; Investigation of a hydrogen plasma waveguide ; *Phys. Rev. E* **63**, 015401 (2000). [53](#)
- [123] A. BUTLER, D. J. SPENCE AND S. M. HOOKER ; Guiding of high-intensity laser pulses with a hydrogen-filled capillary discharge waveguide ; *Phys. Rev. Lett.* **89**, 185003 (2002). [53](#)
- [124] J. A. VALDAMIS, G. MOUROU AND C. W. GABEL ; Picosecond electro-optic system ; *Appl. Phys. Lett.* **41**, 211 (1982). [55](#)
- [125] D. GRISCHKOWSKY ; *Sensing with TeraHertz Radiation* ; Springer Verlag, Berlin (2003). [55](#)
- [126] X. YAN, A. M. MACLEOD, W. A. GILLESPIE, G. M. H. KNIPPELS, D. OEPTS, A. F. G. VAN DER MEER AND W. SEIDEL ; Subpicosecond electro-optic measurement of relativistic electron pulses ; *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3404 (2000). [55](#)

- [127] I. WILKE, A. M. MACLEOD, W. A. GILLESPIE, G. BERDEN, G. M. H. KNIPPEMS AND A. F. G. VAN DER MEER ; Single-shot electron-beam bunch length measurements ; *Phys. Rev. Lett.* **88**, 124801 (2002). [55](#)
- [128] W. P. LEEMANS, C. G. R. GEDDES, J. FAURE, C. TÓTH, J. VAN TILBORG, C. B. SCHROEDER, E. ESAREY, G. FUBIANI, D. AUERBACH, B. MARCELIS ET AL. ; Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary ; *Phys. Rev. Lett.* **91**, 074802 (2003). [56](#), [59](#)
- [129] W. P. LEEMANS, J. VAN TILBORG, J. FAURE, C. G. R. GEDDES, C. TÓTH, C. B. SCHROEDER, E. ESAREY, G. FUBIANI AND G. DUGAN ; Terahertz emission from laser accelerated electron bunches ; *Phys. Plasmas* **11**, 2899 (2004). [56](#), [59](#)
- [130] J. FAURE, J. VAN TILBORG, R. A. KAINDL AND W. P. LEEMANS ; Modelling laser-based table-top thz sources : Optical rectification, propagation and electro-optic sampling ; *Optical and Quantum Electronics* **36**, 681 (2004). [56](#)
- [131] Y. GLINEC, J. FAURE, A. NORLIN, A. PUKHOV AND V. MALKA ; Observation of fine structures in laser-driven electron beams using coherent transition radiation ; *Phys. Rev. Lett.* **98**, 194801 (2007). [56](#), [63](#)
- [132] M. L. TER-MIKAELIAN ; *High energy electromagnetic processes in condensed media* ; Wiley-interscience, New York (1972). [56](#)
- [133] J. ZHENG, K. TANAKA, T. MIYAKOSHI, Y. KITAGAWA, R. KODAMA, T. KURAHASHI AND T. YAMANAKA ; Spectrum of transition radiation from hot electrons generated in ultra-intense laser plasma interaction ; *Phys. Plasmas* **9**, 3610 (2002). [56](#)
- [134] C. SCHROEDER, E. ESAREY AND J. VAN TILBORG AND W.P. LEEMANS ; Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface ; *Phys. Rev. E* **69**, 016501 (2004). [56](#)
- [135] J. VAN TILBORG, C. B. SCHROEDER, C. V. FILIP, C. TÓTH, C. G. R. GEDDES, G. FUBIANI, R. HUBER, R. A. KAINDL, E. ESAREY AND W. P. LEEMANS ; Temporal characterization of femtosecond laser-plasma-accelerated electron bunches using terahertz radiation ; *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014801 (2006). [60](#)
- [136] J. VAN TILBORG, C. B. SCHROEDER, C. V. FILIP, C. TÓTH, C. G. R. GEDDES, G. FUBIANI, E. ESAREY AND W. P. LEEMANS ; Terahertz radiation as a bunch diagnostic for laser-wakefield-accelerated electron bunches ; *Phys. Plasmas* **13**, 056704 (2006). [60](#)

- [137] J. VAN TILBORG, C. B. SCHROEDER, C. TÓTH, C. G. R. GEDDES, E. ESAREY AND W. P. LEEMANS; Single-shot spatiotemporal measurements of high-field terahertz pulses; *Opt. Lett.* **32**, 313 (2007). [60](#)
- [138] R. LAI AND A. J. SIEVERS; Determination of a charged-particle-bunch shape from the coherent far infrared spectrum; *Phys. Rev. E* **50**, R3342 (1994). [65](#)
- [139] R. LAI, U. HAPPEK AND A. J. SIEVERS; Measurement of the longitudinal asymmetry of a charged particle bunch from the coherent synchrotron or transition radiation spectrum; *Phys. Rev. E* **50**, R4294 (1994). [65](#)
- [140] R. LAI AND A. J. SIEVERS; Phase problem associated with the determination of the longitudinal shape of a charged particle bunch from its coherent far-IR spectrum; *Phys. Rev. E* **52**, 4576 (1995). [65](#)
- [141] P. CHEN, J. M. DAWSON, R. W. HUFF AND T. KATSOULEAS; Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma; *Phys. Rev. Lett.* **54**, 693 (1985). [67](#)
- [142] I. BLUMENFELD, C. E. CLAYTON, F.-J. DECKER, M. J. HOGAN, C. HUANG, R. ISCHEBECK, R. IVERSON, C. JOSHI, T. KATSOULEAS, N. KIRBY ET AL.; Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator; *Nature* (2007). [67](#)
- [143] M. J. HOGAN, C. E. CLAYTON, C. HUANG, P. MUGGLI, S. WANG, B. E. BLUE, D. WALZ, K. A. MARSH, C. L. O'CONNELL, S. LEE ET AL.; Ultrarelativistic-positron-beam transport through meter-scale plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **90**, 205002 (2003). [67](#)
- [144] B. E. BLUE, C. E. CLAYTON, C. L. O'CONNELL, F.-J. DECKER, M. J. HOGAN, C. HUANG, R. IVERSON, C. JOSHI, T. C. KATSOULEAS, W. LU ET AL.; Plasma-wakefield acceleration of an intense positron beam; *Phys. Rev. Lett.* **90**, 214801 (2003). [67](#)
- [145] P. MUGGLI, B. E. BLUE, C. E. CLAYTON, F. J. DECKER, M. J. HOGAN, C. HUANG, C. JOSHI, T. C. KATSOULEAS, W. LU, W. B. MORI ET AL.; Halo formation and emittance growth of positron beams in plasmas; *Phys. Rev. Lett.* **101**, 055001 (2008). [67](#)
- [146] V. MALKA, J. FAURE, Y. A. GAUDUEL, E. LEFEBVRE, A. ROUSSE AND K. TA PHUOC; Principles and applications of compact laser-plasma accelerators; *Nature Physics* **44**, 447 (2008). [67](#)
- [147] Y. LIN; Low energy electron linacs and their applications in China; in *Proceeding of the Asian Particle Accelerator Conference* (1998). [68](#)
- [148] O. HAASE, J. GOEBBELS, B. ILLERHAUS, M. BAILEY AND M. SENE; High energy tomography and crack detection; *J. Nondest. Test. & Ultrason.* (2002). [68](#)

- [149] Y. GLINEC, J. FAURE, L. L. DAIN, S. DARBON, T. HOSOKAI, J. J. SANTOS, E. LEFEBVRE, J. P. ROUSSEAU, F. BURGUY, B. MERCIER ET AL.; High-resolution gamma-ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source; *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005). 69
- [150] C. YEBOAH, G. A. SANDISON AND V. MOSKVIN; Optimization of intensity-modulated very high energy (50 - 250 MeV) electron therapy; *Phys. Med. Biol.* **47**, 1285 (2002). 71
- [151] C. YEBOAH AND G. A. SANDISON; Optimized treatment planning for prostate cancer comparing impt, vheet and 15 mv imxt; *Phys. Med. Biol.* **47**, 2247 (2002). 71
- [152] Y. GLINEC, J. FAURE, V. MALKA, T. FUCHS, H. SZYMANOWSKI AND U. OELFKE; Radiotherapy with laser-plasma accelerators : Monte carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam; *Med. Phys.* **33**, 155 (2006). 71
- [153] C. DESROSIERS, V. MOSKVIN, A. F. BIELAJEW AND L. PAPIEZ; 150-250 MeV electron beams in radiation therapy; *Phys. Med. Biol.* **45**, 1781 (2000). 71
- [154] Y. GAUDUEL AND P. ROSSKY; *Ultrafast Reaction Dynamics and Solvent Effects*; AIP Press, New York (1994). 72
- [155] Y. GAUDUEL, H. GELABERT AND F. GUILLOUD; Real-time probing of a three-electron bonded radical : ultrafast one-electron reduction of a disulfide biomolecule.; *J. Am. Chem. Soc.* **122**, 5082 (2000). 72
- [156] Y. A. GAUDUEL, S. FRITZLER, A. HALLOU, D. GLIGER AND V. MALKA; Femtosecond relativistic electron beam triggered early bioradical events; in *Femtosecond laser applications in biology*; volume 5463; pages 86–96; SPIE (2004). 72
- [157] B. BROZEK-PLUSKA, D. GLIGER, A. HALLOU, V. MALKA AND Y. A. GAUDUEL; Direct observation of elementary radical events : low- and high-energy radiation femtochemistry in aqueous solutions; *Radiation and Chemistry* **72**, 149 (2005). 72
- [158] A. ROUSSE, K. TA PHUOC, R. SHAH, A. PUKHOV, E. LEFEBVRE, V. MALKA, S. KISELEV, F. BURGUY, J.-P. ROUSSEAU, D. UMSTADTER ET AL.; Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction; *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135005 (2004). 73
- [159] K. TA PHUOC, S. CORDE, R. SHAH, F. ALBERT, R. FITOUR, J.-P. ROUSSEAU, F. BURGUY, B. MERCIER AND A. ROUSSE; Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron X-ray radiation; *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006). 73

- [160] K. T. PHUOC, R. FITOUR, A. TAFZI, T. GARL, N. ARTEMIEV, R. SHAH, F. ALBERT, D. BOSCHETTO, A. ROUSSE, D.-E. KIM ET AL.; Demonstration of the ultrafast nature of laser produced betatron radiation; *Phys. Plasmas* **14**, 080701 (2007). [73](#)
- [161] C. RISCHHEL, A. ROUSSE, I. USCHMANN, P. ALBOUY, J. GEINDRE, P. AUDEBERT, J. GAUTHIER, E. FORSTER, J. MARTIN AND A. ANTONETTI; Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films; *Nature* **390**, 490 (1997). [73](#)
- [162] H.-P. SCHLENVOIGT, K. HAUPT, A. DEBUS, F. BUDDE, O. JÄCKEL, S. PFOTENHAUER, H. SCHWOERER, E. ROHWER, J. G. GALLACHER, E. BRUNETTI ET AL.; A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator; *Nature Physics* **4**, 130 (2008). [73](#)
- [163] F. GRÜNER, S. BECKER, U. SCHRAMM, T. EICHNER, M. F. ANDR. WEINGARTNER, D. HABS, J. M. TER VEHN, M. GEISSLER, M. FERRARIO, L. SERAFINI ET AL.; Design considerations for table-top, laser-based VUV and X-ray free electron lasers; *Appl. Phys. B* **86**, 431 (2007). [73](#)
- [164] F. J. GRÜNER, C. B. SCHROEDER, A. R. MAIER, S. BECKER AND J. M. MIKHAILOVA; Space-charge effects in ultrahigh current electron bunches generated by laser-plasma accelerators; *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12**, 020701 (2009). [73](#)
- [165] G. FUBIANI, E. ESAREY, C. B. SCHROEDER AND W. P. LEEMANS; Improvement of electron beam quality in optical injection schemes using negative plasma density gradients; *Phys. Rev. E* **73**, 026402 (2006). [81](#)
- [166] V. MALKA, A. LIFSCHITZ, J. FAURE AND Y. GLINEC; Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-gev electron beams; *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9**, 091301 (2006). [82](#)
- [167] C. P. NEUMAN, M. L. PONDS, G. A. BARNETT, J. M. J. MADEY AND P. G. O'SHEA; A non-destructive electron beam diagnostic for a sase fel using coherent off-axis undulator radiation; *Nucl. Inst. Meth. A* **429**, 287 (1999). [82](#)
- [168] M. Y. E.L. SALDIN, E.A. SCHNEIDMILLER; A simple method for the determination of the structure of ultrashort relativistic electron bunches; *Nucl. Instr. Meth. A* **539**, 499 (2005). [82](#)
- [169] P. RECKENTHAELER, M. CENTURION, V. S. YAKOVLEV, M. LEZIUS, F. KRAUSZ AND E. E. FILL; Proposed method for measuring the duration of electron pulses by attosecond streaking; *Phys. Rev. A* **77** (2008). [82](#)
- [170] M. PITTMAN, S. FERRE, J.-P. ROUSSEAU, L. NOTEBAERT, J.-P. CHAMBARET AND G. CHERIAUX; Design and characterization of a near-

diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system ;
Appl. Phys. B **74**, 529 (2002). [85](#)