



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique des plasmas

par

Yannick Glinec

Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un
plasma sous-dense :
Génération de faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques
et développement d'applications.

soutenue publiquement le 22 septembre 2006 devant le Jury composé de :

Mr. Patrick Mora	Président du Jury
Mr. Victor Malka	Directeur de Thèse
Mr. Philippe Martin	Rapporteur
Mr. Vladimir Tikhonchuk	Rapporteur
Mme. Sylvie Jacquemot	
Mr. Henri Videau	

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	9
1 Théorie et évolution de l'accélération d'électrons par laser	13
1.1 Propagation d'une onde électromagnétique	13
1.1.1 Les équations de Maxwell	13
1.1.2 Paramètres laser	14
1.1.3 Faisceaux gaussiens	15
1.2 Les ondes plasmas	16
1.2.1 Paramètres plasmas	16
1.2.2 Les équations fluides	17
1.2.3 Modèle linéaire unidimensionnel de l'accélération d'un électron dans une onde plasma	18
1.3 Effets non-linéaires	21
1.3.1 Force pondéromotrice	21
1.3.2 Autofocalisation	22
1.3.3 Déferlement	23
1.4 Mécanismes d'accélération	24
1.4.1 Régime linéaire	25
1.4.2 Régime non-linéaire	27
1.5 Futur de l'accélération par laser	30
1.5.1 Extension du régime de la bulle à plus haute énergie, lois d'échelle	30
1.5.2 Injection puis accélération linéaire	36
1.5.3 Techniques alternatives	38
2 Spectre quasi monoénergétique et optimisation	41
2.1 Description de l'expérience	41
2.1.1 Caractéristiques du laser "salle-jaune" du LOA	41
2.1.2 Dispositif expérimental	42
2.2 Obtention de spectres quasi monoénergétiques	45
2.2.1 Amélioration de la qualité spatiale du faisceau d'électrons	45
2.2.2 Spectres expérimentaux	46
2.2.3 Comparaison aux simulations PIC 3D	47
2.2.4 Calibration absolue du scintillateur et discussion sur la charge	49
2.3 Régime "quasi monoénergétique" dans une gamme de paramètres restreinte	52

2.3.1	Influence de la densité électronique	52
2.3.2	Influence de la durée d'impulsion	53
2.3.3	Influence de l'énergie laser	55
2.3.4	Influence de l'ouverture de l'optique de focalisation	57
2.4	Stabilité	58
2.4.1	Statistiques du pointé du faisceau d'électrons	58
2.4.2	Stabilité du spectre	60
3	Structures du faisceau d'électrons et propagation du laser	63
3.1	Oscillations dans le spectre	63
3.1.1	Résultats expérimentaux	63
3.1.2	Propagation d'une impulsion laser asymétrique	66
3.2	Rayonnement de transition	70
3.2.1	Principe de l'OTR	70
3.2.2	Dispositif expérimental	74
3.2.3	Imagerie	75
3.2.4	Analyse spectrale	77
3.2.5	Oscillations dans le spectre OTR	79
3.2.6	Mesures dans le domaine Térahertz	82
3.3	Mesure des propriétés du laser	85
3.3.1	Mécanisme de rétrécissement temporel	85
3.3.2	Élargissement du spectre de l'impulsion laser	86
3.3.3	Rétrécissement temporel de l'impulsion	88
3.3.4	Intensité laser transmise	91
3.3.5	Diffusion Thomson	92
3.3.6	Interférométrie	94
4	Applications des faisceaux d'électrons générés par laser	97
4.1	Application à la radiographie	97
4.1.1	Radiographie haute résolution	98
4.1.2	Reconstruction du profil interne de l'objet	100
4.1.3	Estimation de la taille de la source γ	102
4.2	Application à la radiothérapie	103
4.2.1	Paramètres de la simulation	105
4.2.2	Irradiation directe	106
4.2.3	Faisceau d'électrons convergent	110
4.2.4	Discussion	111
4.3	Application à la femtolysé de l'eau	114
4.4	Application à la génération de rayonnement X (mécanisme bétatron)	116
Conclusion et perspectives	119	
A Modèle d'oscillations bétatroniques	123	
A.1	Équations analytiques	123
A.2	Optimisation des paramètres	125

B Description du spectromètre à électrons	127
B.1 Géométrie expérimentale	127
B.2 Formulation analytique	128
B.2.1 Pour un aimant rectangulaire	128
B.2.2 Pour un aimant circulaire	129
B.2.3 Adaptation au champ magnétique mesuré expérimentalement	129
B.2.4 Le pouvoir de dispersion	131
B.3 Le développement de nouveaux spectromètres	132
C Détermination de l'amplitude du spectre électronique	137
C.1 Simulation du dépôt d'énergie dans le scintillateur	137
C.2 Calibration du scintillateur à Elyse	139
C.3 Calibration absolue	142
C.3.1 Conversion en photons par le scintillateur	142
C.3.2 Collection par les optiques	142
C.3.3 Rendement final de la caméra	143
C.4 Utilisation d'un intégrateur de charge	143

Remerciements

J'ai passé trois années passionnantes au sein du Laboratoire d'Optique Appliquée de Palaiseau. Ce laboratoire est sous la tutelle de l'ENSTA, de l'École Polytechnique et du CNRS (UMR 7639). Je remercie donc en premier lieu mon directeur de thèse, Victor Malka, personnage visionnaire et réaliste, hyperactif mais d'une disponibilité remarquable avec ses étudiants. Je me rappelle avoir choisi ce sujet de thèse suite à notre entretien au laboratoire en 2003. A cette époque, où la plupart des étudiants de DEA souhaitaient rejoindre la physique des atomes froids, i.e. l'étude des condensats de Bose-Einstein, la physique des plasmas souffrait d'un manque de clarté. La panoplie d'instabilités et la limitation des équations analytiques à des régimes perturbatifs limitaient ma compréhension de cette physique. A l'inverse, la physique des condensats obtenus à très basse température affichaient une cohérence provocante et attractive. Les propos de Victor m'ont convaincu : l'utilisation d'impulsions laser très courtes permettait de limiter la croissance des instabilités et de transférer l'énergie plus efficacement aux électrons à accélérer. C'est ainsi que ce groupe de recherche obtenait le record mondial d'énergie des électrons issus de l'interaction laser-plasma durant les travaux pionniers réalisés pendant la thèse de Sven Fritzler.

Au même moment, Jérôme Faure devenait chercheur permanent dans ce groupe. Durant ces trois années de thèse, nous avons réalisé de nombreuses expériences au cours desquelles Jérôme m'a formé avec beaucoup de patience. J'ai particulièrement apprécié son caractère réfléchi et la pertinence de ses réflexions. Je ne pouvais souhaiter une meilleure formation que celle que j'ai reçue.

Le groupe de "Sources de Particules par Laser", dans lequel j'ai travaillé, comprend deux thèmes de recherche : l'accélération d'électrons et l'accélération de protons par laser. Cette deuxième partie du groupe, qui travaille sur la source de protons, était composée d'Alain Guemnie Tafo, de Mauro Mancossi, de Frederike Ewald et de Joao Jorge Santos. Dernièrement, Agustin Lifschitz a rejoint le groupe pour fournir un soutien théorique et numérique. Je remercie donc toute cette équipe de leur gentillesse à mon égard.

Je tiens aussi à citer le travail remarquable de l'équipe de laséristes travaillant en salle jaune : Jean-Philippe Rousseau, Frédéric Burgy, Brigitte Mercier et dernièrement Amar Tafzi qui vient de rejoindre cette équipe. Je tiens à souligner leur exceptionnelle disponibilité et leur patience face à une équipe d'expérimentateurs acharnés et exigeants.

Je me rappelle aussi du soutien de Danièle Hulin lors de ma candidature au laboratoire. Et je remercie aussi Olivier Albert pour sa sympathie et sa pédagogie lors de mon stage en laboratoire au cours de ma formation d'ingénieur puisque, suite à ce stage, j'ai pris la décision de réaliser une thèse de doctorat. Plus généralement, je souhaite adresser mes remerciements à l'administration du laboratoire, dont le directeur actuel est Gérard Mourou, en particulier au travail des secrétaires, aux équipes techniques (l'atelier de mécanique, la

cellule, le service informatique ...) ainsi qu'à l'ensemble des équipes du laboratoires pour leur accueil chaleureux.

Mais en dehors du travail quotidien au LOA, le soutien ferme de mes amis bretons et parisiens et de ma famille m'a procuré un réconfort indispensable à l'aboutissement de ces trois années d'étude. Un grand merci à Lina qui a su faire preuve d'une remarquable patience et rester stoïque face à mes humeurs.

Enfin, j'ai aussi une pensée pour tous les collaborateurs avec lesquels j'ai travaillé :

- Les équipes du CEA DAM Île-de-France : Erik Lefebvre, Loïc Le Dain, Stéphane Darbon, Bénédicte Guilpart.
- L'équipe de l'Imperial College travaillant au Rutherford Appleton Laboratory : je cite notamment Stuart Mangles et Alec Thomas parmi cette équipe et que j'ai eu l'occasion de rencontrer à plusieurs reprises.
- Alexander Pukhov du Virtual Laser Plasma Laboratory (VLPL) en Allemagne.
- Le groupe de laser et plasma (GoLP) au Portugal : Luis O. Silva et Jorge Vieira.
- Le groupe allemand du DKFZ : Hanitra Szymanowski, Thomas Fuchs et Uwe Oelfke.
- Le laboratoire de Solides Irradiés à l'École Polytechnique : Stéphane Esnouf et Guillaume Petite.
- Guilhem Gallot du laboratoire d'Optique et Biosciences à l'École Polytechnique.
- L'équipe d'Elyse à Orsay : Mehran Mostafavi, Vincent de Waele, Hugues Monard et J.P. Larbre.

Merci pour votre aide, vos conseils et les bons moments que nous avons passés ensemble.

Pour terminer, je remercie les membres du jury : Patrick Mora, Sylvie Jacquemot, Henri Videau, Victor Malka et mes deux rapporteurs : Vladimir Tickhonchuk et Philippe Martin. Leurs conseils et leur soutien ont permis l'aboutissement de cette thèse.

En résumé, je suis heureux d'avoir travaillé dans une atmosphère aussi agréable, sur un thème scientifique porteur.

Introduction

Contexte

Le grand public connaît les laser à travers leurs applications quotidiennes. On en trouve communément dans les lecteurs de disques compacts, dans les caisses des supermarchés pour la lecture des codes barres ou encore lors les spectacles pyrotechniques. On les trouve aussi plus spécifiquement dans l'industrie pour le découpage par laser ou encore en ophtalmologie dans les hôpitaux par exemple. Dans le domaine de la recherche, l'instrument LASER (acronyme de Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation) est utilisé sous différentes formes dans de très nombreuses disciplines scientifiques. En physique des plasmas, cet instrument permet de fournir des impulsions brèves et très intenses qui permettent d'étudier le comportement des milieux ionisés.

L'accélération d'électrons par interaction laser-plasma est un sujet de recherche récent dont l'évolution fulgurante témoigne d'une maîtrise des installations laser puissantes et d'une meilleure compréhension de la physique de l'interaction. Cette discipline s'inscrit dans le cadre de l'interaction laser-matière. Les faisceaux lasers brefs et intenses ont permis de développer des domaines tels que la génération d'harmoniques, les sources de rayonnement X dur, les sources de particules, ... Ces recherches ont mené à de nombreuses applications dans des domaines transdisciplinaires : l'analyse des matériaux, le développement de laser X-UV, le traitement de surfaces, la chimie et la biologie constituent quelques exemples.

Les accélérateurs conventionnels permettent déjà d'obtenir des faisceaux d'électrons aux propriétés maîtrisées et excellentes. Néanmoins, le champ électrique accélérateur dans les cavités radiofréquences est limité à des valeurs de l'ordre de 50 MV/m (soit $5 \times 10^7 \text{ V/m}$), afin d'éviter la détérioration des parois de la structure. Par conséquent, pour obtenir des énergies plus élevées pour la physique des particules, les scientifiques ont été amenés à construire des installations toujours plus grandes. Le précédent accélérateur du CERN (LEP) permettait d'obtenir des électrons de 50 GeV dans une structure colossale de 27 km de circonférence. La taille de l'infrastructure (déterminant son coût) est devenue une limitation importante. De plus, ces mêmes techniques d'accélération pour des applications industrielles ou médicales ne sont pas adaptées. L'encombrement dans une salle de traitement et le coût limitent l'énergie des accélérateurs à 20 MeV pour la médecine, ce qui est inadapté au traitement de tumeurs à des profondeurs supérieures à 10 cm .

L'émergence de nouvelles méthodes d'accélération d'électrons à de hautes énergies suscite donc un intérêt important. Le champ électrique accélérateur obtenu dans une onde plasma est de l'ordre du TV/m (soit 10^{12} V/m), ce qui permet de réduire grandement la distance d'accélération. Les plasmas sont des milieux déjà ionisés qui supportent des

champs électriques très élevés, à l'inverse des structures accélératrices classiques qui sont limitées par l'ionisation des parois. Ces méthodes utilisent les champs électriques très élevés générés par une onde plasma. Il existe actuellement deux méthodes pour exciter l'onde plasma : soit en propageant directement le faisceau d'électrons issu de l'accélérateur conventionnel, soit en utilisant des impulsions laser intenses. La première méthode, qui a déjà permis d'observer des gains de 2.7 GeV pour des électrons du SLAC initialement à 30 GeV, en seulement 10 cm de plasma (Hogan et al., 2005), ne sera pas abordée dans ce document.

Ces résultats sur les gains d'énergie élevés des électrons dans les ondes plasma ne doivent pas non plus cacher les difficultés rencontrées dans ces milieux. Actuellement, bien que les caractéristiques du faisceau soient excellentes sur de nombreux critères (énergie, charge, divergence, durée), le contrôle de ces propriétés est encore limité. Ceci me permet d'introduire le travail effectué pendant ma thèse, visant à mieux comprendre les mécanismes physiques impliqués et à développer des applications adaptées.

Objectifs de la thèse

Cette thèse est une étude expérimentale de l'accélération d'électrons à haute énergie utilisant des lasers intenses. Les expériences présentées ici ont été réalisées au Laboratoire d'Optique Appliquée à Palaiseau. L'intitulé de cette thèse "Génération de faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques et développement d'applications" révèle deux axes de travail : d'une part l'amélioration des propriétés de la source d'électrons et d'autre part l'étude des applications mettant en valeur les propriétés inédites de cette source d'électrons. L'organisation du document suit ces thèmes.

Plan du manuscrit

La première partie contient une description des différents mécanismes d'accélération d'électrons par interaction laser-plasma. Ces méthodes ont évolué au fur et à mesure que la technologie laser s'est développée. L'émergence d'impulsions courtes a permis d'obtenir des impulsions plus intenses qui produisaient des faisceaux d'électrons toujours plus énergétiques.

Les résultats expérimentaux sont répartis entre les chapitres 2 et 3. Le premier contient un des résultats fondamentaux de cette thèse : l'observation d'un spectre électronique quasi-monoénergétique. Dans ces conditions, le faisceau d'électrons possède aussi une forte charge et une faible divergence. Ces propriétés exceptionnelles ont été observées dans une gamme étroite de paramètres, dont l'influence est présentée en détail. Des simulations numériques viennent éclairer le scénario de l'accélération et des études statistiques de la stabilité du faisceau d'électrons sont décrites.

Le chapitre suivant met en évidence des structures plus fines dans le paquet d'électrons : (i) certains spectres électroniques révèlent des oscillations de pointe des électrons à leur sortie du plasma. Ceci a été attribué au mécanisme d'oscillations bêtatroniques, pour lequel un modèle tenant compte de l'accélération longitudinale est présenté. (ii) La mesure du rayonnement de transition optique montre la modulation du faisceau d'électrons à

la fréquence du laser, structure qui s'estompe au cours de sa propagation. Ceci est reproduit à l'aide de simulations détaillées dans le manuscrit. En utilisant cette même technique très près de la source d'électrons, des interférences sont observées dans le spectre OTR, ce qui s'explique par le passage successif de plusieurs paquets d'électrons à l'interface. Cette mesure donne accès au délai entre ces paquets d'électrons au passage à l'interface. (iii) La même mesure dans le domaine térahertz permet d'affirmer que ce faisceau d'électrons possède des structures d'enveloppe plus courtes que 100 fs. Dans le même chapitre enfin, je présente aussi les propriétés du laser : la mesure avec un autocorrélateur monotor de la durée d'impulsion après interaction révèle que l'impulsion est raccourcie lors de l'interaction. Une estimation de l'énergie laser transmise et de l'énergie cédée aux ondes plasma est donnée par un diagnostic d'imagerie. Le diagnostic de diffusion Thomson permet de visualiser la diffusion du laser et ainsi sa propagation et le diagnostic d'interférométrie donne accès à la densité d'électrons libres dans le plasma.

Le dernier chapitre recense toutes les applications du faisceau d'électrons développées au laboratoire au cours de ma thèse. Ces applications ont été sélectionnées pour mettre en valeurs des propriétés inédites de la source d'électrons. Je présente les résultats des expériences de radiographie γ , les simulations de dépôt de dose pour la radiothérapie ainsi que l'étude expérimentale de la radiolyse de l'eau en chimie rapide et la génération de rayonnement X dur. La radiographie montre que la source de rayons γ possède des dimensions plus fines que celles obtenues avec des accélérateurs conventionnels équivalents. Les simulations de radiothérapie montrent l'aspect compétitif des faisceaux d'électrons en terme de dépôt de dose, de profondeur de pénétration et de pénombre transverse. La radiolyse de l'eau met en avant la brièveté du paquet d'électrons pour sonder des événements temporellement très courts. Pour terminer, la génération de rayonnement X intense nécessite un faisceau d'électrons aux propriétés idéales.

Ce manuscrit est suivi de trois annexes : le modèle analytique décrivant les oscillations bétatroniques des électrons dans un canal ionique ainsi que leur accélération simultanée, la description détaillée du spectromètre à électrons qui a ensuite servi à la conception de nouveaux spectromètres pour de futures expériences et enfin la calibration absolue du spectromètre à électrons qui permet dorénavant de s'affranchir de l'utilisation d'un intégrateur de charge.

Chapitre 1

Théorie et évolution de l'accélération d'électrons par laser

L'accélération d'électrons par interaction laser-plasma débute en 1979 lorsque des ondes plasmas sont proposées pour accélérer des particules (Tajima et Dawson, 1979). Depuis cet instant, des progrès rapides et importants ont été réalisés, donnant naissance à différents régimes d'accélération. Cette évolution est retracée dans ce chapitre. Pour commencer, les grandeurs physiques utilisées dans la suite sont présentées et un exemple d'accélération dans un cas linéaire unidimensionnel est détaillé. Vient ensuite la liste de certains phénomènes non-linéaires qui serviront à expliquer l'histoire de l'accélération d'électrons par laser. Enfin, dans l'esprit d'atteindre des énergies encore plus élevées, les derniers modèles d'accélération sont présentés.

Pour commencer, les deux sections suivantes reprennent les équations et les grandeurs physiques utiles pour décrire l'interaction. Les formules sont présentées dans le système d'unités internationales (MKSA).

1.1 Propagation d'une onde électromagnétique

1.1.1 Les équations de Maxwell

Une onde électromagnétique est une vibration qui se propage dans l'espace et qui possède une composante électrique et une composante magnétique. Une impulsion laser est une onde électromagnétique. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \end{cases} \quad (1.1)$$

où \vec{E} et \vec{B} désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique de l'onde, ρ et \vec{j} décrivent le milieu et représentent la densité locale et la densité de courant respectivement. ϵ_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide. c est la célérité de

la lumière. L'opérateur $\vec{\nabla}$ correspond au vecteur des dérivées partielles spatiales

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (1.2)$$

A partir de cet ensemble d'équations, on dérive l'équation de propagation du champ électrique. Si on se place dans le vide ($\rho = 0$ et $\vec{j} = \vec{0}$), on obtient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}(\vec{x}, t) = \vec{0} \quad (1.3)$$

Si on la réécrit dans le domaine des fréquences (pour la variable temporelle), cela devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{x}, \omega) = \vec{0} \quad (1.4)$$

Dans le cas plus général d'une propagation dans un milieu isotrope, on introduit l'indice optique η dans l'équation de propagation, qui contient la réponse du milieu

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \eta^2(\omega) \vec{E}(\vec{x}, \omega) = \vec{0} \quad (1.5)$$

1.1.2 Paramètres laser

En général, on utilise des potentiels pour décrire ces champs. Il existe un potentiel vecteur \vec{A} et un potentiel scalaires Φ qui vérifient :

$$\begin{cases} \vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \end{cases} \quad (1.6)$$

Ces potentiels ne sont pas définis de façon unique. Il est possible de trouver d'autres solutions en effectuant une transformation de jauge. On se place en général dans la jauge de Coulomb $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$.

Dans la suite de ce document, on parlera généralement du potentiel vecteur normalisé \vec{a} , défini par :

$$\vec{a} = \frac{e\vec{A}}{m_e c} \quad (1.7)$$

où e est la charge de l'électron et m_e la masse de l'électron.

On introduit aussi en général l'intensité I (par abus de langage, on désigne ainsi cet éclairement), qui est la moyenne du vecteur de Poynting sur un cycle optique :

$$I = c^2 \epsilon_0 \left\langle \vec{E} \wedge \vec{B} \right\rangle_t \quad (1.8)$$

où les crochets désignent la moyenne temporelle sur un cycle de l'impulsion.

1.1.3 Faisceaux gaussiens

Les impulsions de courte durée délivrées par les installations laser ont un spectre large qui englobe de nombreux modes. Pour simplifier les calculs, on représente l'impulsion dans le domaine spectral, et par conséquent dans le domaine temporel, par une gaussienne, ce qui est assez proche de la réalité. De même, on représente le profil spatial transverse d'intensité près du plan focal par une gaussienne. Le champ électrique prend alors la forme suivante pour une impulsion polarisée linéairement :

$$\vec{E}(r,z,t) = \frac{E}{2} f(r,z) g(t,z) \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \vec{e}_x + \vec{c} c \quad (1.9)$$

On distingue dans l'équation 1.9 une porteuse de vecteur d'onde k_0 et de pulsation ω_0 et les informations spatiales et temporelles contenues dans $f(r,z)$ et $g(t)$ respectivement. Les expressions gaussiennes suivantes (Eq. 1.10) vérifient l'équation de propagation du champ électrique dans le vide dans l'approximation paraxiale. Ces expressions reproduisent bien le champ électrique du laser dans le cas où les optiques de focalisation ont des ouvertures faibles.

$$\begin{aligned} g(t,z) &= \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t - z/c}{\tau_0} \right)^2 \right] \\ f(r,z) &= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - i \frac{k_0 r^2}{2R(z)} \right] \exp i\phi(z) \end{aligned} \quad (1.10)$$

où τ_0 est la durée de l'impulsion à mi-hauteur, w_0 est le waist de l'impulsion (le rayon du faisceau en $1/e$ du champ électrique dans le plan focal $z = 0$). $\phi(z)$ est la phase de Gouy. Les fonctions $w(z)$ et $R(z)$ représentent respectivement le rayon du faisceau en $1/e$ du champ électrique et le rayon de courbure du front d'onde. Ces fonctions prennent la forme suivante :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{Z_r^2}} \quad (1.11)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{Z_r^2}{z^2} \right) \quad (1.12)$$

$Z_r = \pi w_0^2 / \lambda_0$ est la longueur de Rayleigh. Cette grandeur physique représente la distance pour laquelle l'intensité est divisée d'un facteur 2 par rapport à son maximum au plan focal ($z = 0$).

A partir de cette expression du champ électrique, la relation suivante existe entre l'intensité maximale I_0 et la puissance P :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (1.13)$$

avec $P = 2\sqrt{\ln 2} \frac{U}{\pi} \frac{1}{\tau_0} \sim \frac{U}{\tau_0}$, où U est l'énergie de l'impulsion.

De même, la relation suivante lie l'intensité maximale I_0 et le maximum du potentiel vecteur normalisé a_0

$$a_0 = \left(\frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda_0^2 I_0 \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

Ces grandeurs physiques seront utilisées dans la suite pour décrire les expériences menées.

Application numérique

Le laser du Laboratoire d'Optique Appliquée délivre en général une énergie de $U = 1$ J sur cible en $\tau_0 = 30$ fs, ce qui correspond à une puissance effective $P = 33$ TW. Sa longueur d'onde λ_0 vaut 820 nm. Une parabole de focale $f = 1$ m permet de le focaliser à la limite de diffraction $w_0 \sim \alpha\lambda_0 f/d = 18\mu\text{m}$, où $d = 55$ mm est le diamètre du faisceau avant focalisation. Pour un faisceau homogène circulaire en champ proche, le coefficient α vaut 1.22. On estime qu'environ 50% de l'énergie est contenue dans la tâche focale. On en déduit une intensité maximale $I_0 = 3 \times 10^{18}$ W/cm², ce qui conduit à $a_0 = 1.3$.

Lorsque a_0 dépasse l'unité, les oscillations d'un électron dans le champ laser deviennent relativistes. Dans nos conditions expérimentales, le mouvement des électrons est donc relativiste.

1.2 Les ondes plasmas

Un plasma est un état de la matière constitué d'électrons libres, d'ions partiellement ou complètement ionisé et éventuellement d'atomes ou de molécules neutres, le tout formant un ensemble globalement neutre (autant de charges positives que négatives). Les plasmas sont présents dans notre vie quotidienne (écrans à plasma, lampes à plasma par exemple). Plus généralement, ils composent une grande partie de l'univers : plasmas interstellaires, les étoiles (comme le soleil)...

1.2.1 Paramètres plasmas

Considérons un plasma initialement uniforme non-collisionnel dans lequel on déplace une tranche d'électrons de leur position au repos. La force de rappel qui s'applique sur cette tranche d'électrons tend à les ramener vers leur position d'équilibre. Sur les échelles de temps correspondant aux électrons, on néglige le mouvement des ions du fait de leur inertie. Ceci donne naissance à des oscillations autour de la position d'équilibre à une pulsation caractéristique appelée la pulsation plasma électronique ω_{pe}

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.15)$$

où n_e est la densité électronique initiale du plasma.

Cette pulsation est à comparer à la pulsation du laser : si $\omega_{pe} < \omega_0$ alors le temps de réponse caractéristique du plasma est plus long que la période d'oscillation incidente. Le milieu ne peut s'opposer à la propagation de l'onde électromagnétique. On dit que le milieu est transparent ou sous-dense. A l'inverse, lorsque $\omega_{pe} > \omega_0$ alors le temps de réponse des électrons est suffisamment rapide pour s'adapter à l'onde incidente et réfléchir en partie la radiation. Dans ce cas, le milieu est dit sur-dense.

Ces deux domaines sont séparés à la pulsation ω_0 , qui correspond à une densité critique $n_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$.

Application numérique

Pour un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 820 \text{ nm}$, on obtient $n_c = 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Dans nos conditions expérimentales avec des jets de gaz, on explore des régions de densité électronique comprises dans l'intervalle $n_e \in [10^{17}; 10^{20}] \text{ cm}^{-3}$. On travaille donc en régime sous-dense et le laser se propage.

Dans le cas tridimensionnel, si l'on suppose que les plasmas sont des gaz parfaits, un plasma homogène possède une distribution de vitesse électronique $f_e(v_e)$ de Maxwell-Boltzmann à l'équilibre thermodynamique :

$$f_e(v_e) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_e^2}{k_B T_e} \right) \quad (1.16)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_e la température du gaz d'électrons. La vitesse thermique moyenne des électrons pour cette distribution de vitesses est $v_{te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$

1.2.2 Les équations fluides

Notons $f_e(\vec{x}, \vec{v}, t)$ la fonction de distribution des électrons dans l'espace des phases. Ceci signifie que la quantité d'électrons entre les positions \vec{x} et $\vec{x} + d\vec{x}$ avec une vitesse comprise entre \vec{v} et $\vec{v} + d\vec{v}$ à l'instant t est donné par $f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) \|d\vec{x}\| \|d\vec{v}\|$. L'équation de Vlasov décrit les variations de la fonction de distribution sous l'action des champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{B} de l'onde dans un régime non-collisionnel :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{x}} f_e - \frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1.17)$$

En général, on utilise des expressions plus explicites de l'équation de Vlasov. Ce sont les équations fluides obtenues à partir des moments de l'Eq. 1.17 en intégrant sur les vitesses ($\int d^3 \vec{v}$), et en assimilant les champs locaux aux champs moyens.

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla}_{\vec{x}} \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}_{\vec{x}}) \vec{v}_e = -\frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) - \frac{1}{n_e m_e} \vec{\nabla}_{\vec{x}} \cdot \overset{\Rightarrow}{P}_e \end{cases} \quad (1.18)$$

Les grandeurs macroscopiques sont

- la densité $n_e(\vec{x}, t) = \int f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v}$
- la vitesse $\vec{v}_e(\vec{x}, t) = \frac{1}{n_e(\vec{x}, t)} \int f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) \vec{v} d^3 \vec{v}$
- la pression $\overset{\Rightarrow}{P}_e(\vec{x}, t) = m_e \int f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) (\vec{v} - \vec{v}_e)(\vec{v} - \vec{v}_e)^t d^3 \vec{v}$.

où \vec{v}^t désigne la transposée du vecteur \vec{v} .

Ces deux équations 1.18 représentent respectivement la conservation de la masse et l'équation du mouvement. Elles régissent la réponse du plasma à une onde électromagnétique.

1.2.3 Modèle linéaire unidimensionnel de l'accélération d'un électron dans une onde plasma

On étudie ici la théorie du piégeage d'un électron dans une onde plasma relativiste unidimensionnelle (Mora et Amiranoff, 1989). Je présente le calcul dans le détail car il me semble pertinent de comprendre le mécanisme d'accélération en se basant sur un cas simplifié.

Expression du champ électrique de l'onde plasma

On considère ici une perturbation périodique sinusoïdale de la densité plasma électro-nique sur un fond neutre uniforme d'ions immobiles. Les mécanismes permettant d'exciter l'onde plasma seront présentés dans la section suivante. La perturbation de densité δn s'écrit :

$$\delta n = \delta n_e \sin(k_p z - \omega_p t) \quad (1.19)$$

où ω_p et k_p sont la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde plasma.

Cette perturbation de densité conduit à une perturbation du champ électrique $\vec{\delta E}$ via l'équation de Poisson 1.1

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\delta E} = -\frac{\delta n e}{\epsilon_0} \quad (1.20)$$

Ce qui conduit à

$$\vec{\delta E}(z, t) = \frac{\delta n_e e}{k_p \epsilon_0} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z \quad (1.21)$$

Comme on veut ici décrire l'accélération d'électrons à des énergies relativistes par une onde plasma, on s'intéresse maintenant au cas d'une onde plasma dont la vitesse de phase est proche de la vitesse de la lumière $v_p = \omega_p/k_p \sim c$. On pose $E_0 = m_e c \omega_{pe}/e$. L'expression du champ électrique se réécrit de la façon suivante :

$$\vec{\delta E}(z, t) = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z \quad (1.22)$$

On constate que le champ électrique est déphasé de $-\pi/4$ par rapport à la densité électronique.

Transformée de Lorentz

On s'intéresse au cas où on place un électron dans ce champ électrique. Le but du calcul suivant est d'obtenir les conditions sur l'énergie de cet électron pour qu'il soit piégé dans l'onde. Les notations suivantes sont utilisées pour décrire l'électron dans le référentiel du laboratoire : soient z sa position, t le temps associé, β la vitesse normalisée à c , $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ le facteur de Lorentz associé. Dans le référentiel lié à l'onde plasma, on note respectivement z' , t' , β' et γ' les mêmes quantités.

Le référentiel de l'onde plasma est en translation uniforme à la vitesse $v_p = \beta_p c$. On note γ_p le facteur de Lorentz associé à cette vitesse. La transformée de Lorentz permet de

passer du référentiel du laboratoire au référentiel de l'onde :

$$\begin{cases} z' = \gamma_p(z - v_p t) \\ t' = \gamma_p(t - \frac{v_p}{c}x) \\ \gamma' = \gamma_p(1 - \vec{\beta}_p \cdot \vec{\beta}_p) \end{cases} \quad (1.23)$$

Dans ce nouveau référentiel, en l'absence de champ magnétique, l'expression du champ électrique $\delta\vec{E}'$ est inchangée

$$\delta\vec{E}'(z') = \delta\vec{E}(z, t) = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z' / \gamma_p) \vec{e}_z \quad (1.24)$$

Par conséquent, en terme de potentiel, la force électrique dérive du potentiel Φ' définit par

$$\vec{F} = -e\delta\vec{E}' \equiv -\vec{\nabla}'\Phi' \quad (1.25)$$

Il en découle

$$\Phi'(z') = mc^2 \gamma_p \frac{\delta n_e}{n_e} \sin(k_p z' / \gamma_p) \equiv mc^2 \phi'(z') \quad (1.26)$$

Finalement, on écrit la conservation de l'énergie totale pour la particule dans ce référentiel par rapport à l'état de référence au moment de l'injection (désigné par les indices 0) :

$$\gamma'(z') + \phi'(z') = \gamma'_0(z'_0) + \phi'_0(z'_0) \quad (1.27)$$

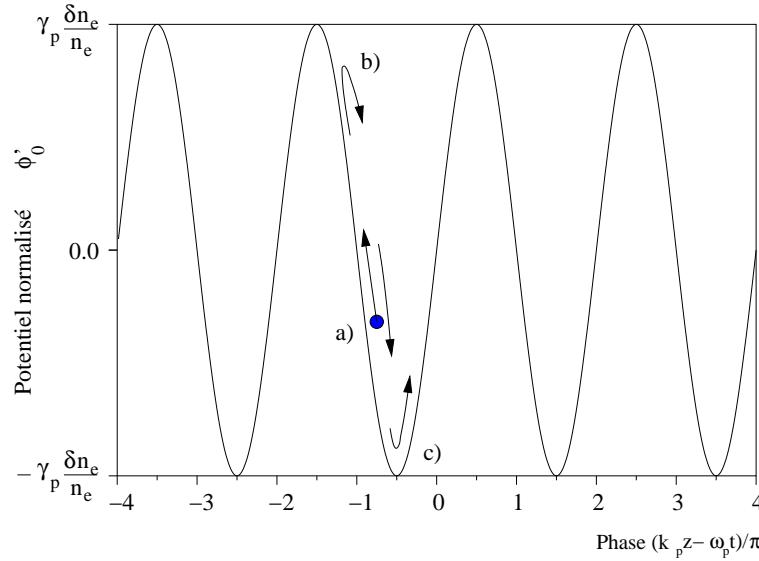


FIG. 1.1: Trajectoire d'un électron injecté dans le potentiel de l'onde plasma dans le référentiel de l'onde. Les repères correspondent aux instants : a) d'injection dans l'onde, b) où l'électron voyage à la vitesse de l'onde, c) de vitesse maximale et de passage dans la partie décélératrice.

L'équation 1.27 donne la relation entre l'énergie de l'électron et sa position dans l'onde. La figure 1.1 illustre le mouvement d'un électron injecté dans ce potentiel. Pour

terminer, on effectue la transformée de Lorentz inverse pour exprimer cette énergie dans le référentiel du laboratoire.

Pour $\beta' > 0$, le produit scalaire dans l'eq. 1.23 est positif

$$\gamma = \gamma' \gamma_p + \sqrt{\gamma'^2 - 1} \sqrt{\gamma_p^2 - 1} \quad (1.28)$$

Pour $\beta' < 0$, le produit scalaire dans l'eq. 1.23 est négatif

$$\gamma = \gamma' \gamma_p - \sqrt{\gamma'^2 - 1} \sqrt{\gamma_p^2 - 1} \quad (1.29)$$

Trajectoires électroniques

La figure 1.2 représente un exemple de trajectoires électroniques dans une onde plasma. Dans cet espace des phases, les orbites fermées correspondent aux particules piégées dans l'onde. Les orbites ouvertes représentent les électrons non piégés, soit parce que leur vitesse initiale n'est pas suffisante, soit parce qu'elle est trop élevée. La courbe qui limite ces deux régions est appelée la séparatrice.

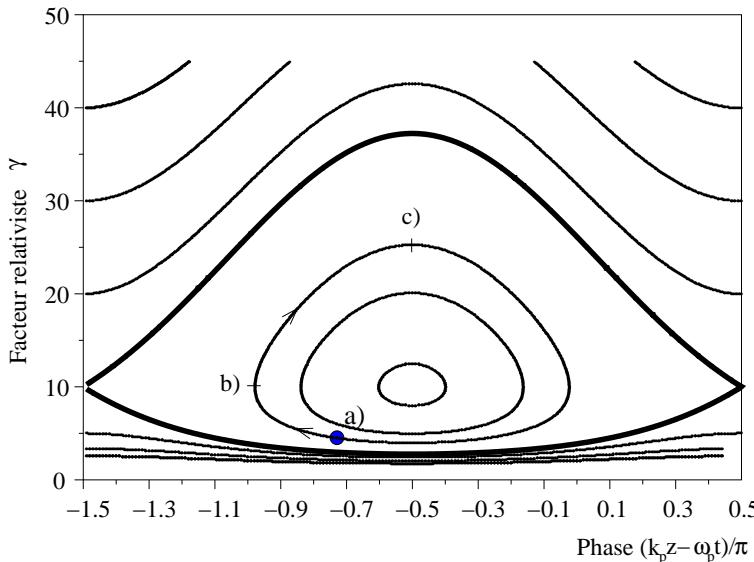


FIG. 1.2: Trajectoires électroniques dans une onde plasma dans l'espace des phases $(k_p z - \omega_p t, \gamma)$ pour $\gamma_p = 10$ et $\delta n_e / n_e = 0.05$. Le trait épais représente la séparatrice. Les orbites fermées sont les trajectoires piégées et les orbites ouvertes sont les trajectoires non-piégées. Les positions de repère de l'électron correspondent à celles de la figure 1.1.

Cette séparatrice permet de déterminer les énergies minimales et maximales pour qu'un électron puisse être piégé. Ceci est comparable au cas hydrodynamique où un surfeur doit utiliser ses bras pour avoir la vitesse initiale suffisante pour prendre la vague. En terme de facteur relativiste, γ doit être compris dans l'intervalle $[\gamma_{min}; \gamma_{max}]$ avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_{min} = \gamma_p (1 + 2\gamma_p \delta) - \sqrt{\gamma_p^2 - 1} \sqrt{(1 + 2\gamma_p \delta)^2 - 1} \\ \gamma_{max} = \gamma_p (1 + 2\gamma_p \delta) + \sqrt{\gamma_p^2 - 1} \sqrt{(1 + 2\gamma_p \delta)^2 - 1} \end{array} \right. \quad (1.30)$$

où $\delta = \delta n_e / n_e$ est l'amplitude relative de la perturbation de densité.

On en déduit que le gain maximal en énergie ΔW_{max} pour une particule piégée est atteint pour une orbite fermée d'amplitude maximale. Cela correspond à l'injection d'un électron à γ_{min} sur la séparatrice et à son extraction à γ_{max} . Le gain en énergie s'écrit alors

$$\Delta W_{max} = (\gamma_{max} - \gamma_{min})mc^2 \quad (1.31)$$

Dans le cas d'un plasma de densité très faible par rapport à la densité critique $n_e \ll n_c$, on a $\gamma_p = \omega_0 / \omega_p \gg 1$ et

$$\Delta W_{max} = 4\gamma_p^2 \frac{\delta n_e}{n_e} mc^2 \quad (1.32)$$

Dans le cas d'un électron suivant l'orbite de la séparatrice, le temps nécessaire pour atteindre l'énergie maximale est infini car il y a un point stationnaire à l'énergie γ_p . Sur les autres orbites fermées, l'électron gagne et perd successivement de l'énergie au cours de sa rotation dans l'espace des phases. Afin d'exploiter au mieux l'interaction, il est nécessaire d'avoir une estimation de la distance parcourue pour atteindre le gain maximal d'énergie. Cette distance, qui s'appelle la longueur de déphasage L_{deph} , correspond à une rotation de phase de $\lambda_p/2$ dans l'espace des phases. Pour obtenir une valeur exploitable, on est amené à considérer que le gain en énergie par l'onde est faible devant l'énergie initiale de la particule et que l'onde plasma est relativiste $\gamma_p \gg 1$, alors la longueur de déphasage s'écrit

$$L_{deph} \sim \gamma_p^2 \lambda_p \quad (1.33)$$

Cette notion de déphasage en une dimension peut-être raffinée dans le cas bidimensionnel. En effet, si on tient compte des effets transverses de l'onde plasma, celle-ci est aussi successivement focalisante et défocalisante pour les électrons au cours de leur accélération (Mora, 1992). Comme ces effets transverses sont décalés de $\lambda_p/4$ par rapport au couple longitudinal accélération/décélération, la zone qui est à la fois accélératrice et focalisante est restreinte à une rotation de $\lambda_p/4$ dans l'espace des phases, ce qui diminue d'un facteur 2 la longueur de déphasage de l'éq. 1.33.

$$L_{deph}^{2D} \sim \gamma_p^2 \lambda_p / 2 \quad (1.34)$$

Dans ces calculs, on a considéré un électron test unique qui n'a aucune influence sur l'onde plasma. En réalité le piégeage massif de particules modifie les champs électriques et déforme l'onde plasma. On parle d'effet de charge d'espace (répulsion coulombienne). Enfin, cette théorie linéaire est difficilement applicable dans les régimes hautement non-linéaires que nous explorons expérimentalement. Certains effets non-linéaires concernant les impulsions courtes sont décrits dans la section suivante. Ces formules sont néanmoins utiles pour dimensionner les expériences.

1.3 Effets non-linéaires

1.3.1 Force pondéromotrice

On raisonne un instant sur un électron non relativiste. Pour des impulsions laser de faible intensité, le mouvement moyen d'un électron dans le champ laser est nul. Si on se

contente des termes linéaires dans l'équation fluide 1.18, il reste (Kruer, 1988) :

$$\frac{\partial \vec{v}_e^{(l)}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \quad (1.35)$$

L'électron répond directement au champ électrique du laser. Considérons maintenant une impulsion laser plus intense, de sorte que la vitesse de l'électron devienne légèrement non-linéaire $\vec{v}_e = \vec{v}_e^{(l)} + \vec{v}_e^{(nl)}$ tel que $\|\vec{v}_e^{(nl)}\| \ll \|\vec{v}_e^{(l)}\|$. Les termes de deuxième ordre satisfont l'équation

$$\frac{\partial \vec{v}_e^{(nl)}}{\partial t} = -(\vec{v}_e^{(l)} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e^{(l)} - \frac{e}{m_e} (\vec{v}_e^{(l)} \wedge \vec{B}) \quad (1.36)$$

En conservant la partie basse fréquence de l'équation du mouvement, i.e. en moyennant cette équation sur une période laser, on obtient

$$m_e \frac{\partial \langle \vec{v}_e^{(nl)} \rangle_t}{\partial t} = -\frac{\vec{\nabla} I}{2cn_c} \equiv \vec{F}_p \quad (1.37)$$

On appelle \vec{F}_p la force pondéromotrice. Elle tend à repousser les particules chargées de zones de gradient élevé de l'intensité laser (quel que soit le signe de la charge). Cette force pondéromotrice dérive d'un potentiel pondéromoteur qui prend la forme suivante

$$\phi_p = \frac{I}{2cn_c} = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega_0^2} \quad (1.38)$$

Application numérique

Si on considère une intensité $I_0 = 1 \times 10^{19}$ W/cm² et une longueur d'onde de 1 μm, on obtient un potentiel pondéromoteur $\phi_p = 1$ MeV.

Il n'est donc pas possible d'utiliser directement la force pondéromotrice comme mécanisme d'accélération à haute énergie. Elle tient néanmoins un rôle important dans l'interaction car elle peut générer une onde plasma de forte amplitude. Le traitement de la force pondéromotrice en régime relativiste et dans le cas d'une vitesse de phase relativiste de l'onde plasma a été étudié (Mora et Antonsen, 1996, 1997; Quesnel et Mora, 1998).

1.3.2 Autofocalisation

Pour une intensité laser supérieure à 10^{19} W/cm², le mouvement d'un électron dans un champ laser intense est relativiste. Dans ce cas, les propriétés locales du milieu varient en fonction de l'intensité du champ laser. En particulier l'indice optique dans l'équation de propagation (eq. 1.5) dépend de l'intensité laser $\eta(I) = \eta_0 + \eta_2 I$. Le milieu plasma se comporte comme une lentille focalisante pour le champ électromagnétique du laser. Dans le cas où on ne considère que la contribution relativiste, la puissance critique d'autofocalisation P_c pour une impulsion laser polarisée linéairement a pour expression (Sprangle et al., 1987) :

$$P_c = \frac{8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2} \frac{n_c}{n_e} \quad (1.39)$$

Application numérique

Dans un plasma de densité $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, pour une impulsion de longueur d'onde $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$, on obtient une puissance critique $P_c = 2 \text{ TW}$.

Cette formule ne tient pas compte des autres phénomènes qui modifient aussi l'indice de réfraction du milieu : l'onde plasma, les effets pondéromoteurs sur les électrons, le canal ionique creusé aux temps longs. Par exemple, l'onde plasma tend à défocaliser l'impulsion ce qui peut empêcher l'impulsion de s'auto-focaliser à P_c (Ting et al., 1990). Par ailleurs, à cause d'une surdensité électronique en avant de l'impulsion laser, le champ laser dans la première arche plasma ne peut s'autofocaliser (Sprangle et al., 1992). Par conséquent, l'impulsion laser tend à s'éroder par l'avant. En particulier, cette théorie prévoit qu'il n'est pas possible qu'une impulsion plus courte que la longueur d'onde plasma reste autofocalisée.

En réalité les expériences actuelles utilisent des impulsions laser très intenses $a_0 \gg 1$ et les perturbations de densités ne sont plus linéaires non plus. Dès lors les conséquences sur l'autofocalisation des impulsions courtes sont moins évidentes.

1.3.3 Déferlement

Jusqu'à présent, on n'a considéré que des ondes plasmas linéaires. On s'aperçoit d'ailleurs que l'amplitude maximale de l'onde dans ces conditions est $E_{max} = E_0$ pour une perturbation de densité égale à 1 (voir Eq. 1.24). E_0 est appelé la limite de déferlement non-relativiste des plasmas froids. Ce champ atteint 300 GV/m pour une densité de 10^{19} cm^{-3} . Notez les quatre ordres de grandeurs par rapport au champ accélérateur des structures conventionnelles. En réalité, pour des amplitudes élevées de l'onde plasma, la variation de densité électronique n'est plus sinusoïdale. Le champ électrique peut dépasser E_0 (Dawson, 1959) (voir Fig. 1.3).

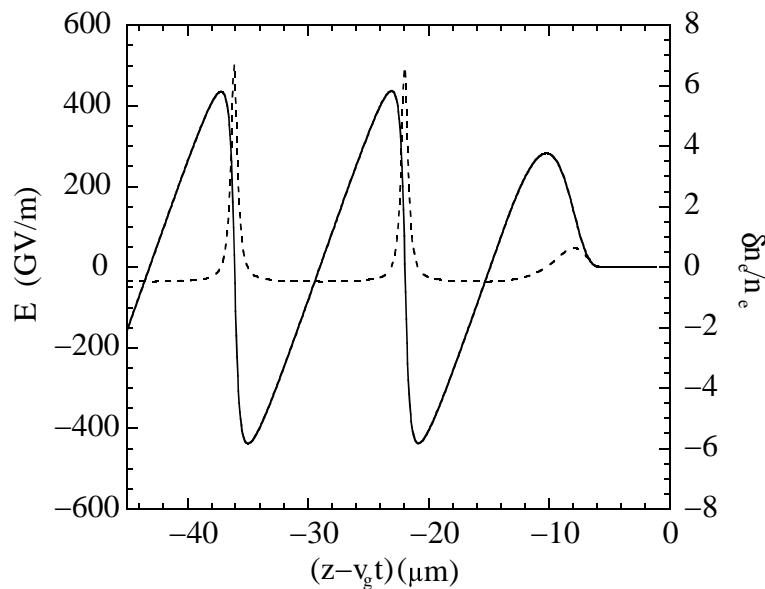


FIG. 1.3: Exemple de champ électrique (ligne) et densité électronique (tirets) d'une onde plasma non linéaire.

Mais le champ électrique maximal que peut supporter une onde plasma est limité par le déferlement. Le déferlement a lieu lorsque les électrons qui participent à l'onde plasma sont piégés dans l'onde elle-même puis accélérés. Ceci provoque la perte de structure des électrons qui forment le champ électrique de l'onde, donc à l'amortissement de l'amplitude de celle-ci. A nouveau, voici une analogie hydrodynamique bien utile pour décrire ce processus : lorsqu'une vague se rapproche des côtes, son profil se raidit, elle se creuse, jusqu'au moment où l'écume se forme à sa crête et qu'elle se brise. L'écume blanche qui avance rapidement à la surface de l'eau correspond aux molécules d'eau qui participaient initialement au mouvement collectif de l'onde et qui ont été piégées dans la structure. L'amplitude de la vague décroît rapidement dès cet instant.

Pour une onde plasma relativiste, le champ électrique à l'instant du déferlement s'écrit (Arkhiezer et Polovin, 1956) :

$$E_{def} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0 \quad (1.40)$$

Cette expression s'obtient dans la limite des plasmas froids (où on néglige le tenseur de pression dans 1.18). Les effets thermiques provoquent le déferlement avant la limite de déferlement froide (Rosenzweig, 1988; Katsouleas et Mori, 1988).

1.4 Mécanismes d'accélération

A priori, le champ électromagnétique ne semble pas être idéal pour accélérer directement les électrons : le champ électrique est essentiellement transverse à la direction de propagation de l'onde et son sens alterne toutes les demi-périodes d'oscillations. Les schémas d'accélérations présentés ici nécessitent un intermédiaire : l'onde plasma. Elle est excitée par le laser et permet de créer un champ électrostatique longitudinal propice à l'accélération d'électrons. Le schéma de principe de cet accélérateur est représenté sur la figure 1.4.

Dans la section 1.2.3, nous avons présenté un modèle simple de l'accélération d'un électron dans une onde plasma. Maintenant, il reste à établir le lien entre l'onde électromagnétique du laser et l'onde plasma excitée. Différents mécanismes ont été développés pour exciter des ondes plasmas de forte amplitude et de champ électrique élevé. Ces mécanismes d'accélération par interaction laser-plasma ont évolué à mesure que la durée des impulsions laser diminuait et que l'intensité maximale croissait. Initialement, l'accélération était bien décrite par des formules linéaires. Puis, l'intensité augmentant, des mécanismes non-linéaires sont entrés en jeu (instabilités Raman (Drake et al., 1974), auto-focalisation relativiste (Mori et al., 1988), automodulation relativiste (McKinstry et Bingham, 1992)) ce qui a permis d'atteindre des champs encore plus élevés et des faisceaux de particules aux propriétés inédites. Une innovation majeure, qui constitue un point fort de cette thèse, est la mesure de faisceaux d'électrons ayant un spectre quasi monoénergétique. De nouvelles théories apparaissent pour tenter d'expliquer comment contrôler les propriétés de ce pic dans le spectre d'électrons. Ces nouvelles théories seront abordées dans la section 1.5.

Comme annoncé dans l'introduction, il est aussi possible d'exciter un onde plasma avec un faisceau d'électrons issu d'un accélérateur. Les électrons situés à l'avant du paquet excitent une onde plasma dont profitent les électrons situés à l'arrière pour gagner de

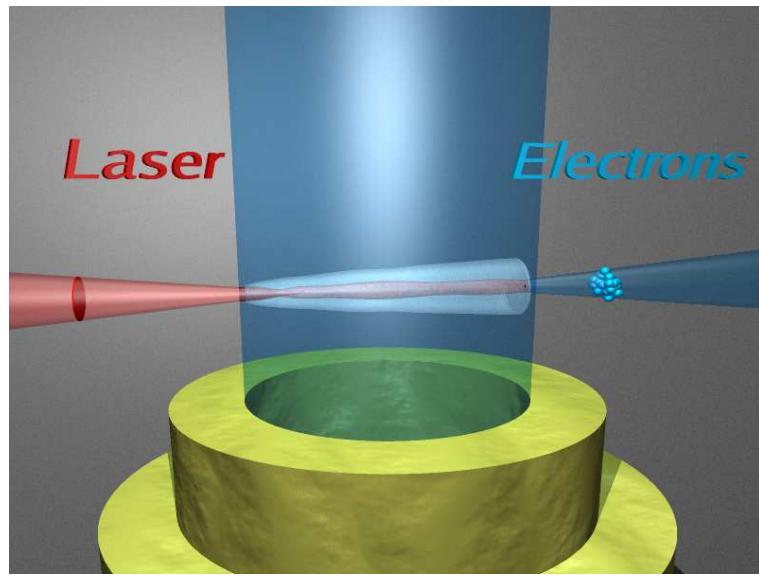


FIG. 1.4: (Couleur) Principe de l'accélérateur laser-plasma : à partir d'une impulsion laser intense interagissant avec un jet de gaz en entrée, on obtient un faisceau d'électrons en sortie.

l'énergie. Au SLAC par exemple, un gain de 2.7 GeV a été mesuré en 10 cm de plasma pour les électrons initialement à 30 GeV (Hogan et al., 2005). Cette approche ne sera pas développée dans ce manuscrit.

1.4.1 Régime linéaire

Sillage laser

L'accélération par sillage laser a été introduite par Tajima et Dawson (Tajima et Dawson, 1979). La perturbation de densité électronique créée par le laser est propice à l'accélération de particules. Le profil de densité électronique obtenu derrière une impulsion laser gaussienne a été calculé dans le cas $a_0 \ll 1$ (Gorbunov et Kirsanov, 1987). Pour une impulsion polarisée linéairement de largeur à mi-hauteur $\sqrt{2 \ln 2} L$ (sur l'intensité), le potentiel vecteur normalisé prend la forme :

$$a^2(z, t) = a_0^2 \exp \left[- \left(\frac{k_0 z - \omega_0 t}{k_p L} \right)^2 \right] \quad (1.41)$$

Dans ce cas, le champ électrique associé à l'onde plasma s'écrit

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \frac{\sqrt{\pi} a_0^2}{4} k_p L \exp(-k_p^2 L^2 / 4) \cos(k_0 z - \omega_0 t) \vec{e}_z \quad (1.42)$$

L'équation 1.42 montre explicitement la dépendance de l'amplitude de l'onde avec la longueur de l'impulsion excitatrice. En particulier, la valeur maximale de l'amplitude est obtenue pour une longueur $L = \sqrt{2}/k_p$ (voir Fig. 1.5).

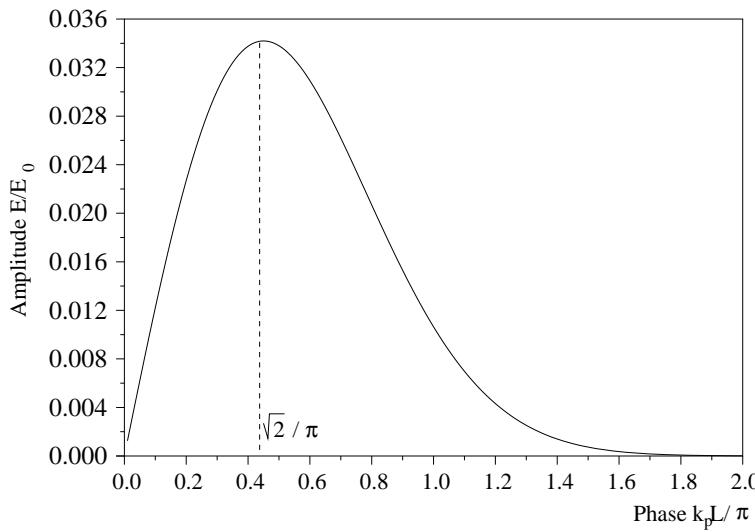


FIG. 1.5: Amplitude du champ électrique en fonction de la longueur de l'impulsion gaussienne pour un potentiel vecteur $a_0 = 0.3$.

Application numérique

Dans le cas d'un plasma de densité électronique $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la longueur optimale de l'impulsion vaut $L = 2.4 \mu\text{m}$ (soit une durée $\tau = 8 \text{ fs}$). Pour $a_0 = 0.3$, on obtient un champ électrique maximal $E = 10 \text{ GV/m}$.

Battement d'ondes

Initialement, les impulsions laser avaient des durées longues par rapport à la période plasma. Afin de coupler efficacement l'impulsion laser avec l'onde plasma, il fallait développer une technique pour générer une onde électromagnétique à la fréquence plasma. Ce mécanisme nécessite deux impulsions lasers copropagatives de pulsations ω_1 et ω_2 dont la différence correspond à la pulsation plasma $\omega_2 - \omega_1 = \omega_p$. La superposition de ces deux impulsions génère donc une onde de battement à ω_p qui excite l'onde plasma par résonance. L'amplitude de l'onde plasma atteint dans ce régime environ 30% de la densité initiale, ce qui limite le champ accélérateur à quelques GV/m.

En 1993, Clayton *et al.* (Clayton et al., 1994) a obtenu une énergie finale de 9.1 MeV pour des électrons injectés à 2.1 MeV initialement. Des expériences dans ce régime ont été menées aussi à UCLA (Everett et al., 1994) (gain de 30 MeV), à l'École Polytechnique (Amaranoff et al., 1995) et à Osaka (Kitagawa et al., 1992) par exemple.

Les processus physiques qui limitent cette technique sont le mouvement des ions qui doit être pris en compte pour des impulsions aussi longues, le déphasage relativiste de l'onde plasma pour des intensités laser plus élevées ainsi que la croissance d'instabilités.

1.4.2 Régime non-linéaire

Sillage automodulé

Grâce à l'émergence de systèmes laser de haute intensité, de courte durée (500 fs) et contenant une haute énergie (100 J), des effets non linéaires dans les plasmas ont pu être étudiés. Les effets cumulés de l'auto-focalisation et de l'automodulation de l'enveloppe du laser par la perturbation de densité électronique initiale génèrent un train d'impulsions laser qui entre en résonance avec l'onde plasma. Ces effets sont présentés sur la Fig. 1.6. Le mécanisme de sillage automodulé a été étudié théoriquement (Sprangle et al., 1992; Antonson et Mora, 1992; Andreev et al., 1992). Ces travaux montrent que lorsque la durée de l'impulsion dépasse la période plasma et lorsque la puissance dépasse la puissance critique d'autofocalisation, une impulsion laser unique devient modulée à la longueur d'onde plasma au cours de sa propagation. Ce mécanisme, nommé diffusion Raman et qui décrit la décomposition d'une onde électromagnétique sur une onde plasma et une autre onde électromagnétique décalée en fréquence, aboutit à des modulations similaires à celles obtenues par battement d'onde avec deux impulsions lasers et permet l'accélération d'électrons (Joshi et al., 1981).

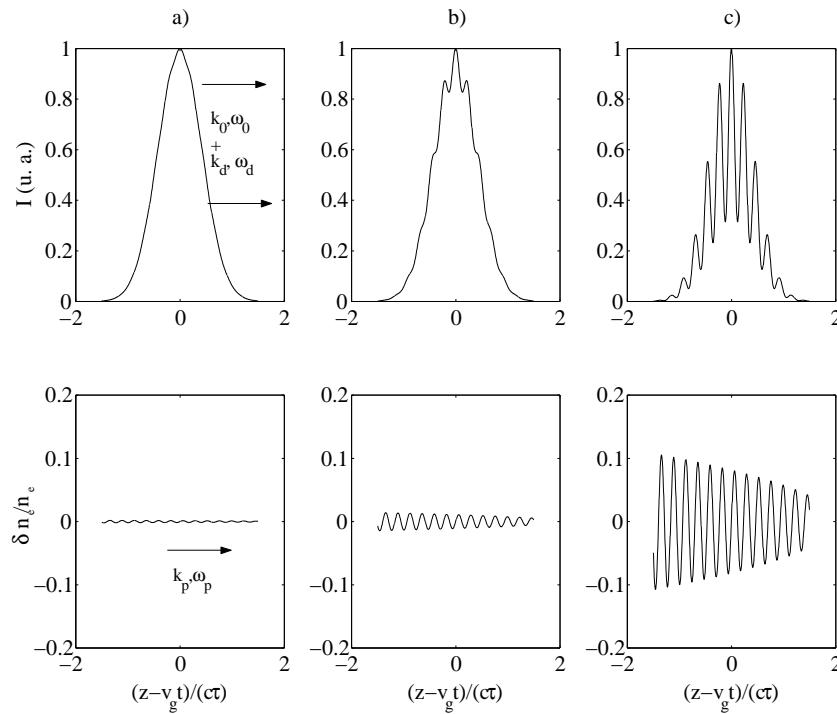


FIG. 1.6: Automodulation de l'enveloppe du laser et amplification couplée de l'amplitude de l'onde plasma. Initialement, le laser se propage dans un milieu homogène où se développe une perturbation de densité plasma (a). Ceci module légèrement l'enveloppe du laser, ce qui renforce le couplage avec l'onde plasma dont l'amplitude augmente (b). Finalement, le mécanisme d'automodulation conduit à un train d'impulsions laser séparées par une longueur d'onde plasma ce qui excite de façon résonante une onde plasma de grande amplitude (c).

Lors des expériences menées en Angleterre en 1994 (Modena et al., 1995), l'amplitude des ondes plasma atteint la limite de déferlement, où les électrons qui participent au mouvement collectif de l'onde sont massivement piégés dans la structure accélératrice et accélérés à haute énergie (voir Sec. 1.3.3). L'innovation majeure réside dans le fait qu'il n'est plus nécessaire d'injecter des électrons dans l'onde. Ils ont mesuré un spectre montrant des électrons jusque 44 MeV. Ce régime fut aussi atteint par exemple aux États-Unis au CUOS (Umstadter et al., 1996), au NRL (Moore et al., 2004). Cependant, à cause du chauffage du plasma par ces impulsions “longues”, le déferlement survenait bien avant la limite de déferlement froide, ce qui limitait le champ électrique maximal à quelques 100 GV/m. L'amplitude maximale des ondes plasma a par ailleurs été mesurée et était de l'ordre de 20-60 % (Clayton et al., 1998).

Sillage forcé

Ces propriétés inédites de l'interaction laser-matière à très haute intensité, précédemment explorées sur des installations de grande taille uniquement, devenaient accessibles avec des lasers de taille plus modeste, adaptés aux universités. Ces systèmes, aussi basés sur l'amplification à dérive de fréquence (Strickland et Mourou, 1985) et utilisant ici des cristaux de Titane Saphir, tiennent dans une pièce de quelques mètre carrés et délivrent une énergie de 2-3 J en 30 fs sur cible. Ceci correspond à des lasers de classe 100 TW et dont l'intensité après focalisation peut atteindre quelques 10^{19} W/cm². De nombreuses publications ont montré que ces installations d'énergie modérée, travaillant à une haute cadence (10 Hz) et dont le prix reste raisonnable, peuvent produire des faisceaux d'électrons énergétiques dont la qualité dépasse celle des systèmes plus volumineux. Par exemple, en utilisant le laser de la “Salle Jaune” du LOA, des électrons ont été accélérés jusqu'à 200 MeV en 3 mm de plasma (Malka et al., 2002). Le mécanisme invoqué est appelé le sillage forcé pour le distinguer du sillage automodulé.

En effet, grâce à des impulsions de courte durée, le chauffage du plasma en sillage forcé est nettement moins important qu'en sillage automodulé. Ceci permet d'atteindre des amplitudes de l'onde plasma beaucoup plus élevée et ainsi de plus grandes énergies pour les électrons. Grâce à une durée d'interaction réduite entre le laser et les électrons accélérés, la qualité du faisceau d'électron en sortie est améliorée. La mesure de l'émittance transverse normalisée a donné des valeurs comparables aux performances des accélérateurs conventionnels d'énergie équivalente (émittance normalisée RMS $\epsilon_n = 3\pi$ mm.mrad pour des électrons de 55 ± 2 MeV) (Fritzler et al., 2004).

Des faisceaux d'électrons ayant des distributions spectrales maxwellienne (exponentiellement décroissantes, voir Fig. 1.7), générés par des faisceaux lasers ultra-brefs, ont été produits dans de nombreux laboratoires dans le monde : au LBNL (Leemans et al., 2004), au NERL (Hosokai et al., 2003), et en Europe avec le LOA (Malka et al., 2001) ou au MPQ en Allemagne (Gahn et al., 1999) par exemple.

Régime de la bulle

Plus récemment, des travaux théoriques basés sur des simulations PIC 3D ont dévoilé l'existence d'un schéma d'accélération robuste appelé le régime de la bulle (Pukhov et Meyer-ter Vehn, 2002). Dans ce régime, les dimensions du laser sont plus courtes que la longueur d'onde plasma dans les directions longitudinales mais aussi transverses. Ainsi,

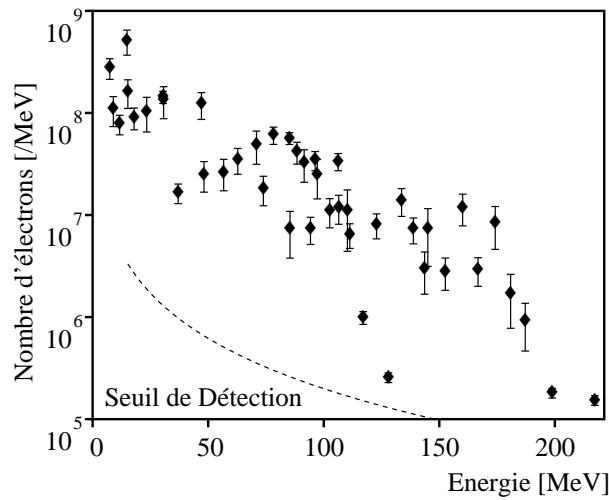


FIG. 1.7: Spectre électronique typique obtenu à $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avec une impulsion d'énergie 1 J, de durée 30 fs focalisée dans une tâche focale de waist $w_0 = 18 \mu\text{m}$.

l'impulsion laser ressemble à une bille de lumière de rayon inférieur à $10 \mu\text{m}$. Si l'énergie laser contenue dans ce volume est suffisamment grande, la force pondéromotrice du laser expulse efficacement les électrons du plasma radialement, ce qui forme une cavité sans électrons derrière le laser, entourée d'une zone dense d'électrons. A l'arrière de la bulle, les trajectoires électroniques s'intersectent. Certains électrons sont injectés dans la cavité et accélérés le long de l'axe laser, créant un faisceau d'électrons dont les dimensions radiales et longitudinales sont plus petites que celles du laser (voir Fig. 1.8).

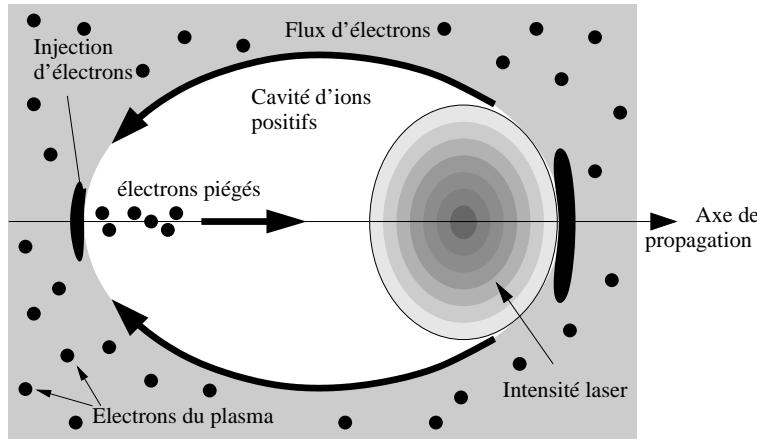


FIG. 1.8: Schéma de principe du régime de la bulle.

La signature de ce régime est une distribution d'électrons quasi monoénergétique. Cette propriété contraste énormément avec les résultats précédents sur l'accélération d'électrons par laser. Cette caractéristique provient de la combinaison de plusieurs facteurs :

- l'injection des électrons dans la cavité est différente de celle liée au déferlement dans le sillage automodulé et le sillage forcé. L'injection ne provient pas de la “rup-

ture” de la structure accélératrice. Elle est localisée à l’arrière de la cavité, ce qui confère des propriétés similaires dans l’espace des phases aux électrons injectés.

- L’accélération a lieu dans une structure accélératrice stable au cours de la propagation tant que l’intensité du laser est suffisante.
- Les électrons sont piégés derrière le laser, ce qui réduit l’interaction avec le champ électrique transverse du laser.
- Le piégeage s’arrête naturellement lorsque la charge contenue dans la cavité compense la charge ionique.
- La rotation des électrons dans l’espace des phases contribue aussi à réduire la largeur spectrale du paquet d’électrons (Tsung et al., 2004).

Plusieurs laboratoires ont obtenu des spectres quasi monoénergétiques : en France (Faure et al., 2004) avec une durée d’impulsion plus courte que la période plasma, mais aussi avec une impulsion plus longue que la période plasma en Angleterre (Mangles et al., 2004), aux États-Unis (Geddes et al., 2004), puis au Japon (Miura et al., 2005) et en Allemagne (Hidding et al., 2006). L’intérêt d’un tel faisceau est considérable pour les applications : il est maintenant possible de transporter et de refocaliser ce faisceau par des éléments magnétiques. Avec un spectre maxwellien, il aurait été nécessaire de sélectionner une gamme en énergie pour le transport, ce qui diminue considérablement le flux d’électrons.

1.5 Futur de l’accélération par laser

L’émergence d’installations laser encore plus puissantes, de classe Pétawatt (10^{15} W), permet d’envisager l’accélération à des énergies encore plus élevées. La prochaine étape est d’atteindre en routine la barrière symbolique de 1 GeV avec ces installations. Les théories présentées dans la suite montrent qu’il est aussi possible d’atteindre 1 GeV avec les installations de classe 100 TW actuelles. Afin de dimensionner aux mieux les prochaines expériences, des études théoriques ont été menées sur l’accélération au GeV : soit en extrapolant le régime de la bulle à plus haute énergie, soit en exploitant des ondes plasmas linéaires dont les propriétés peuvent être facilement contrôlées. La première approche génère directement le faisceau d’électrons en un seul étage d’accélération alors que la deuxième méthode nécessite l’injection d’électrons avec de bonnes propriétés. On parle d’accélération en deux étages. Éventuellement, il serait envisageable d’empiler des étages linéaires (approche multi-étages) mais des problèmes de transport de faisceau entre les étages apparaissent. Nous ne rentrerons pas dans ces considérations dans la suite.

1.5.1 Extension du régime de la bulle à plus haute énergie, lois d’échelle

Champs dans une cavité sphérique relativiste

La description des champs dans une cavité sphérique ont été dérivés analytiquement (Pukhov et al., 2004; Lu et al., 2006a). Pour simplifier les équations, les ions sont considérés immobiles sur ces échelles de temps. Cependant, pour de très grandes valeurs du potentiel vecteur, cette hypothèse n’est plus vérifiée (Rosenzweig et al., 2005). L’origine du repère est placé au centre de la cavité sphérique. Moyennant une approximation

quasistatique¹, les champs électriques et magnétiques dans la cavité prennent la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{cav}(x, y, z, t) = E_0 \frac{\omega_{pe}}{c} \begin{pmatrix} (x - v_p t)/2 \\ y/4 \\ z/4 \end{pmatrix} \quad \vec{B}_{cav}(x, y, z, t) = E_0 \frac{\omega_{pe}}{c} \begin{pmatrix} 0 \\ z/4 \\ -y/4 \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (1.43)$$

Cette dépendance des champs s'accorde bien avec les simulations PIC menées dans ce régime (Fig. 1.9) (Pukhov et al., 2004). Les désaccords légers avec ces formules s'expliquent par une structure non parfaitement sphérique dans les simulations.

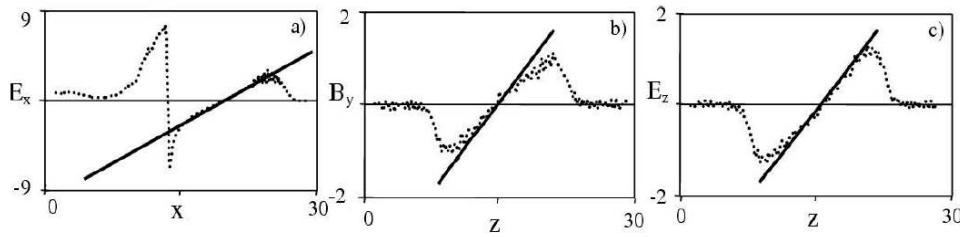


FIG. 1.9: Adéquation des champs de la simulation PIC 3D (tirets) avec les formules de Eq. 1.43 (lignes pleines). Les axes sont normalisés.

Théorie de la similarité

Jusqu'à présent, seules des équations dans des domaines perturbatifs ont été obtenues analytiquement ou en régime non-linéaire unidimensionnel. Mais une théorie relativiste tridimensionnelle non-linéaire est nécessaire pour décrire correctement l'interaction. Des travaux ont été réalisés pour obtenir des lois d'échelles permettant de prédire les propriétés du faisceau d'électrons (Gordienko et Pukhov, 2005; Lu et al., 2006b). Les principaux résultats sont reproduits ici.

La première théorie repose sur la similarité des équations de l'interaction dans le régime ultra-relativiste (Gordienko et Pukhov, 2005). Moyennant une hypothèse forte, les auteurs expriment les équations du mouvement seulement en fonction de trois paramètres indépendants : le waist de l'impulsion w_0 , la durée d'impulsion τ (largeur à mi-hauteur) et le paramètre de similarité $S = n_e / (a_0 n_c)$. La théorie de la similarité affirme que pour w_0 et τ fixés, la propagation du laser et les propriétés du faisceau d'électrons sont déterminées par la variable S . Si le rapport S reste constant, on dit que la propagation est similaire. Ceci signifie qu'il existe une homothétie entre les différentes grandeurs physiques correspondantes. Ceci est illustré sur la figure 1.10. Les ions sont ici aussi considérés immobiles. Les auteurs ont présenté récemment un complément à cette théorie qui introduit d'autres variables de similarité pour les ions. Ceci ne sera pas abordé ici.

Dans ce régime (voir Sec. 1.4.2), le spectre des électrons est quasi monoénergétique et les propriétés du faisceau d'électrons peuvent être prédites par cette théorie.

1. Ceci suppose que les grandeurs dépendent uniquement de $\xi = x - v_p t$ au lieu de x et t séparément.

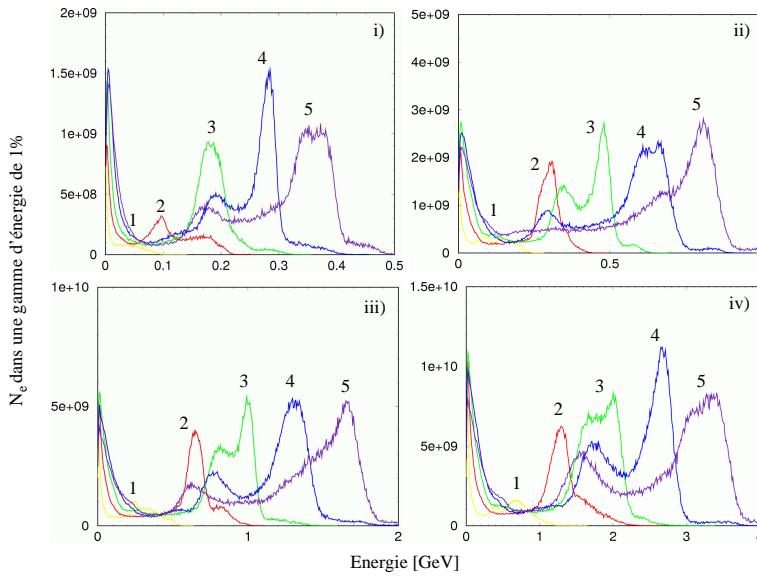


FIG. 1.10: (Couleur) Illustration du principe de similarité. Les simulations présentées sont obtenues pour un paramètre $S = 10^{-3}$ constant. Les points de contrôle de même valeur correspondent à des instants comparables au cours de la simulation. Après une adaptation des axes de représentation, les courbes obtenues sont toutes similaires. Les simulations PIC n'utilisent pas l'hypothèse ultra-relativiste de la théorie. Paramètres : i) $a_0 = 10$, $n_e = 0.01n_c$, ii) $a_0 = 20$, $n_e = 0.02n_c$, iii) $a_0 = 30$, $n_e = 0.03n_c$, iv) $a_0 = 40$, $n_e = 0.04n_c$

Hypothèses Afin de clarifier la limite de validité des équations suivantes, je liste les hypothèses qui permettent de les obtenir.

1. Limite ultra-relativiste : $a_0 \gg 1$. Cette hypothèse est utilisée pour normaliser la vitesse des électrons à c . Par conséquent, ce modèle suppose que tous les électrons sont relativistes, y compris ceux qui ne sont pas piégés (et qui forment la structure accélératrice). Les auteurs tentent de détailler les conséquences et les conditions de validité d'une telle hypothèse (Pukhov et Gordienko, 2006).
2. Plasma très sous-dense : $S \ll 1$.
3. Le rayon de la tâche focale w_0 est adapté à la cavité : $k_p w_0 \sim \sqrt{a_0}$. Ce critère correspond aux conditions optimales définies par les auteurs pour le régime de la bulle.
4. Les dimensions longitudinales du laser sont plus petites que ses dimensions transverses : $c\tau_0 \leq w_0$.
5. La durée du laser est bien plus longue qu'un cycle optique : $\omega_0\tau_0 \gg 1$. Ceci permet de parler d'enveloppe de l'onde laser.

On remarque que ces contraintes imposent des relations entre les différents paramètres de l'interaction. Il n'est en général pas possible de modifier un paramètre en gardant les autres constants.

Lois d'échelles Dans ces conditions, cette théorie prédit les propriétés du faisceau quasi monoénergétique obtenu :

- L'énergie maximale de la composante quasi monoénergétique E_{mono}

$$E_{mono} \sim 0.65m_e c^2 \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \frac{c\tau_0}{\lambda_0} \quad (1.44)$$

où P est la puissance de l'impulsion, $P_{rel} = 4\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5 / e^2 \sim 8.5$ GW est l'unité de puissance relativiste.

- Le nombre d'électrons dans le pic quasi monoénergétique

$$N_{mono} \sim \frac{1.8}{k_0 r_e} \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \quad (1.45)$$

où $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 mc^2)$ est le rayon classique de l'électron.

- La longueur d'accélération L_{acc}

$$L_{acc} \sim 0.7Z_R \frac{c\tau_0}{\lambda_0} \quad (1.46)$$

où $Z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$ est la distance de Rayleigh.

- L'efficacité de conversion de l'énergie laser en énergie cinétique des électrons dans le pic quasi monoénergétique

$$\eta \sim 20\% \quad (1.47)$$

Les constantes numériques qui apparaissent dans chaque formule ont été obtenues à partir des simulations réalisées. La puissance de cette théorie est la prédition des résultats dans d'autres configurations similaires.

Application numérique

Pour reprendre les conditions présentées dans la section 1.5.1, on choisit $a_0 = 10$ (Hyp. 1), $c\tau_0 = 3.3 \mu\text{m}$ (Hyp. 5), $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Hyp. 2). Par conséquent, les contraintes imposent le waist du faisceau (Hyp. 3) $w_0 = \sqrt{a_0 k_p} = 5.3 \mu\text{m}$ qui est bien supérieur à $c\tau$ (Hyp 4). En utilisant les équations 1.13 et 1.14 on en déduit la puissance de l'impulsion $P = 75$ TW. L'énergie contenue dans cette impulsion est $U = P\tau_0 \sim 0.8$ J.

Par conséquent, les prédictions donnent une énergie $E_{mono} = 126$ MeV, une charge de 1.3 nC pour une distance d'accélération $L_{acc} = 0.3$ mm.

Avec une énergie laser équivalente, nous avons obtenu expérimentalement un spectre quasi monoénergétique dont l'énergie et la charge étaient équivalentes. Par contre la distance d'interaction était de 3 mm et le rayon de la tâche focale de 18 μm. Ces calculs ont des contraintes qui ne permettent pas d'explorer toutes les gammes de paramètres.

Conditions d'existence Selon les auteurs, les conditions optimales de cette théorie de la similarité correspondent au régime de la bulle, pour lequel les hypothèses 1, 3 et 4 imposent des contraintes sur la densité électronique, qui doit être dans la gamme $n_1 < n_e < n_2$ (Pukhov et Gordienko, 2006).

$$n_1 \sim n_c \frac{P_{rel}}{P}, \quad n_2 \sim n_c \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \frac{1}{(\omega_0 \tau)^3} \quad (1.48)$$

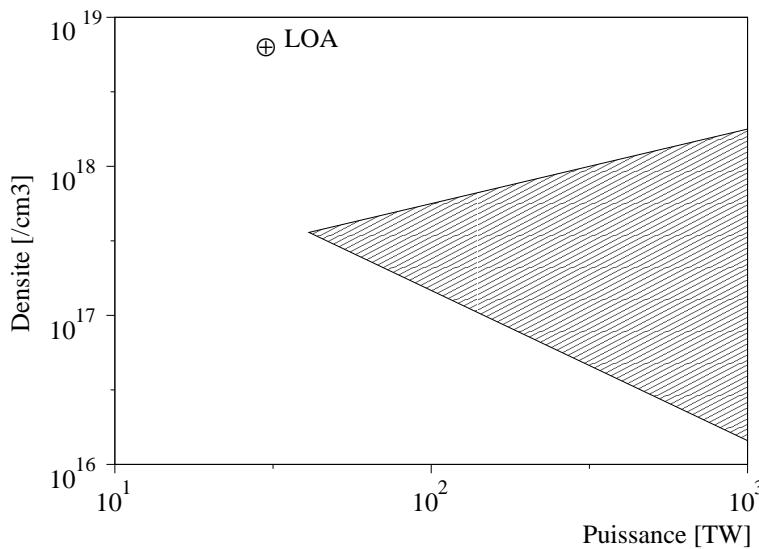


FIG. 1.11: Gamme de densité électronique correspondant aux conditions optimales de la théorie de la similarité (Eq. 1.48) en fonction de la puissance P du laser. Le point représente les conditions expérimentales du LOA. Ce graphique correspond à $\tau = 30$ fs.

Ces conditions d'existence imposent un seuil de puissance laser vérifiant

$$P > P_{rel}(\omega_0 \tau)^2 \quad (1.49)$$

La zone de validité de ces hypothèses est hachurée sur la Fig. 1.11. Le point représente les conditions expérimentales du LOA et ne se trouve pas dans cette zone. Par conséquent, on ne peut pas utiliser les formules de la section précédente pour estimer les résultats de nos expériences.

Théorie de la cavitation

Cette deuxième théorie repose sur le calcul des propriétés du faisceau d'électrons directement à partir de l'estimation des grandeurs physiques habituelles (rayon de la cavité, vitesse de groupe du laser, longueur de déphasage, ...) (Lu et al., 2006b). Avant de présenter les lois d'échelles pour le faisceau d'électrons, voici la liste des hypothèses du calcul.

Hypothèses

1. Approximation quasistatique : l'enveloppe du laser évolue peu pendant le temps d'interaction avec un électron. D'après les auteurs, ceci constitue la principale limitation de leur théorie vers les intensités ultra-relativistes. Il faut que la force pondéromotrice confère aux électrons une vitesse longitudinale moindre que la vitesse de groupe du laser $a_0 < 2\sqrt{n_c/n_e}$. Ceci impose que la densité soit diminuée lorsque l'on augmente a_0 .
2. Régime relativiste : $a_0 > 4$.
3. Plasma très sous-dense : $\omega_p^2 \ll \omega_0^2$.

4. Le rayon de la tâche focale w_0 est adapté à la cavité : $k_p R \sim k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}$. Le facteur 2 est obtenu à partir de simulations numériques et correspond à la minimisation des oscillations du rayon de l'enveloppe laser au cours de la propagation.
5. La longueur de déplétion du laser est supérieure à la longueur de déphasage qui est égale à la longueur d'accélération : $L_{dp} > L_{deph}^{(3D)}$. Ceci impose une durée minimum d'impulsion $c\tau > 2R/3$.

Résultats Les auteurs affirment que la vitesse d'érosion du laser basée sur des effets 1D (Ting et al., 1990; Bulanov et al., 1992; Decker et al., 1996) reproduit bien les observations dans les simulations PIC 3D. La longueur de déplétion s'écrit alors

$$L_{dp} \sim \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} c\tau \quad (1.50)$$

A cause de cette déplétion, la vitesse de groupe du laser est plus faible que la vitesse de groupe linéaire. Les électrons injectés à l'arrière de la cavité se retrouvent au centre de celle-ci après une longueur de déphasage :

$$L_{deph}^{(3D)} \sim \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} R \quad (1.51)$$

où R est le rayon de la cavité.

Les propriétés du faisceau d'électrons sont alors les suivantes :

- Le gain en énergie à la longueur de déphasage s'écrit

$$E_{mono} \sim mc^2 \left(\frac{P}{P_{rel}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_c}{n_e} \right)^{2/3} \quad (1.52)$$

où P est la puissance du laser et $P_{rel} = 4\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5 / e^2 \sim 8.5$ GW est l'unité de puissance relativiste.

- Le nombre maximal de particules de cette énergie s'obtient en compensant l'énergie contenue dans les champs de la cavité :

$$N \sim \frac{8/15}{k_0 r_e} \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \quad (1.53)$$

où $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 mc^2)$ est le rayon classique de l'électron.

- La longueur d'accélération est choisie égale à la longueur de déphasage pour avoir la plus haute énergie et la largeur spectrale la plus fine.

$$L_{acc} \sim \frac{4}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \frac{\sqrt{a_0}}{k_p} \quad (1.54)$$

- Pour une durée d'impulsion $c\tau = w_0$, le rendement de conversion de l'énergie laser en énergie cinétique des électrons varie suivant

$$\eta \sim \frac{1}{a_0} \quad (1.55)$$

Ces formules diffèrent des celles obtenues dans la théorie de la similarité. Les auteurs expliquent cela par une longueur d'accélération différente. Dans ces formules la longueur d'accélération L_{acc} est liée au déphasage des électrons dans la structure accélératrice. Dans la théorie de la similarité, la longueur d'accélération est limitée par le déferlement de l'onde plasma, afin d'assurer un spectre quasi monoénergétique. Ceci limite aussi l'énergie maximale des électrons et les formules suivent des lois d'échelles différentes.

Application numérique

Soit une impulsion laser vérifiant $a_0 = 10$, $c\tau_0 = 3.3 \mu\text{m}$ et un plasma de densité électronique $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dans ces conditions, les hypothèses sont toutes vérifiées, en particulier l'approximation quasistatique (Hyp. 1) et la longueur de déplétion est égale à la longueur de déphasage (Hyp. 5).

Par conséquent, les prédictions donnent une énergie $E_{mono} = 324 \text{ MeV}$, une charge de 0.4 nC pour une distance d'accélération $L_{acc} = 1.2 \text{ mm}$.

1.5.2 Injection puis accélération linéaire

Les méthodes actuelles d'accélération reposent sur des schémas fortement non linéaires. Par conséquent, des fluctuations sur les paramètres de l'interaction peuvent se révéler dramatiques pour la stabilité du faisceau d'électrons. Les méthodes d'accélération laser-plasma linéaires permettent de mieux contrôler les propriétés du faisceau en sortie. Des études théoriques et des simulations ont été menées sur l'accélération dans une structure plasma linéaire pour atteindre le seuil de 1 GeV (Andreev et Kutnetsov, 2000; Gorbunov et al., 2005; Lifschitz et al., 2006). Cet accélérateur nécessite deux étages : l'injection d'un paquet d'électrons très bref, produit par les méthodes actuelles d'accélération par laser, et un étage d'accélération dans une structure plasma linéaire produite par un laser Petawatt. Les impulsions laser très puissantes sont focalisées dans une tâche focale très large $w_0 \sim 100 \mu\text{m}$, ce qui permet de limiter les effets d'autofocalisation (bien que le rapport P/P_c ne change pas).

Dans ces conditions, il est possible de contrôler l'énergie finale et la largeur spectrale du paquet d'électrons. Des formules analytiques peuvent être obtenues moyennant quelques hypothèses : on considère que la longueur d'accélération est très petite devant la longueur de déphasage et que les propriétés du laser ne varient pas, ce qui permet de négliger la variation de phase de l'électron dans l'onde plasma (champ électrique constant). De plus on néglige les répulsions coulombiennes entre les électrons accélérés du paquet et leur influence sur la structure accélératrice. Dans ces conditions, les propriétés finales en énergie E_{mono} et en dispersion δE du faisceau d'électrons injecté à l'énergie E_i avec une dispersion δE_i sur une distance d'accélération comprise entre $z = -Z_r$ et $z = Z_r$ sont (Lifschitz et al., 2005) :

$$E_{mono} = E_i + \frac{1}{2} \hat{\delta} (k_p w_0)^2 \gamma_p \quad (1.56)$$

$$\delta E = \delta E_i + \frac{1}{2} \hat{\delta} (1 - \cos(2\pi L_b / \lambda_p)) (k_p w_0)^2 \gamma_p \quad (1.57)$$

avec $\hat{\delta} = 0.79 \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{L_0}{4} \exp(-L_0^2/4)$ et $L_0 = \omega_p \tau_0 / \sqrt{4 \ln 2}$, où L_b est la longueur initiale du paquet d'électrons et τ_0 la durée du laser.

Application numérique

On considère un laser de classe Pétawatt $P = 1 \text{ PW}$, de waist $w_0 = 100\mu\text{m}$ et de durée $\tau_0 = 30\text{ fs}$ se propageant dans un gaz de densité électronique $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un faisceau d'électrons de longueur $L_b = 5\mu\text{m}$. Dans ces conditions, le potentiel vecteur normalisé vaut $a_0 = 1.76$, ce qui satisfait à peu près les conditions numériques pour négliger l'autofocalisation pour une impulsion large (Gorbunov et al., 2005).

On obtient alors une énergie finale de $910 \pm 50 \text{ MeV}$ pour un paquet d'électrons initialement à $170 \pm 25 \text{ MeV}$ (ceci correspond au faisceau quasi monoénergétique obtenu expérimentalement et présenté dans le chapitre suivant).

Grâce à un large waist, la distance d'accélération maximale correspond au double de la longueur de Rayleigh $2Z_r = 8 \text{ cm}$. Des résultats similaires sur le paquet d'électrons peuvent être obtenus en présence d'un canal pour une énergie laser moindre, correspondant à des laser de classe 100 TW actuels (Malka et al., 2005a). En utilisant un canal pour guider l'impulsion laser, il est possible d'atteindre des gains plus élevés et de contrôler l'énergie finale par la longueur d'interaction (voir Fig. 1.12).

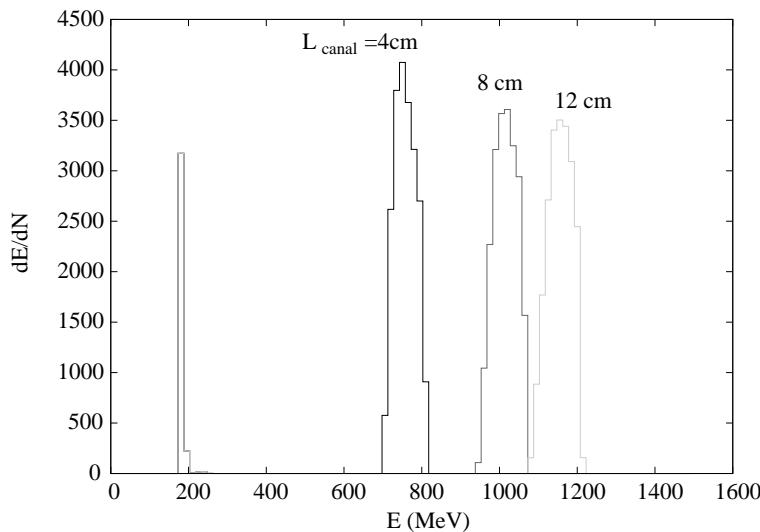


FIG. 1.12: Spectre des électrons en utilisant une impulsion laser guidée dans le deuxième étage, pour des longueurs d'accélération de 4, 8 et 12 cm. Paramètres des électrons injectés : durée du paquet 30 fs, énergie $170 \pm 20 \text{ MeV}$, divergence angulaire 10 mrad et charge 0.5 nC. Paramètres du canal : densité électronique sur l'axe $n_0 = 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, rayon $r_0 = 40\mu\text{m}$, profil parabolique avec une densité $3n_0$ à r_0 . Paramètres laser : durée 78 fs, puissance 140 TW, énergie 11 J, intensité $4.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, waist $46 \mu\text{m}$.

Des simulations ont été faites aussi pour d'illustrer le contrôle de la largeur spectrale. Avec une énergie de 10 J dans un plasma de densité électronique sur l'axe $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, une largeur spectrale de 2 % à 1.2 GeV a été obtenue en fin de simulation (Malka et al., 2005c) (voir figure 1.13).

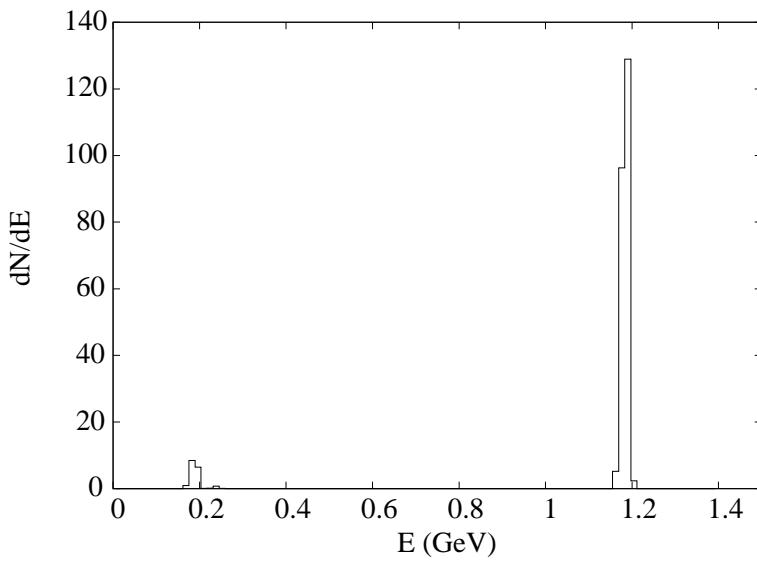


FIG. 1.13: Spectre des électrons en utilisant une impulsion laser guidée dans le deuxième étage, pour des longueurs d'accélération de 18 cm. Paramètres des électrons injectés : durée du paquet 30 fs, énergie 170 ± 20 MeV, divergence angulaire 10 mrad et charge 0.5 nC. Paramètres du canal : densité électronique sur l'axe $n_0 = 3.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, rayon $r_0 = 70 \mu\text{m}$, profil parabolique avec une densité $3n_0$ à r_0 . Paramètres laser : énergie 10 J, puissance 160 TW, amplitude normalisée $a_0 = 1$.

1.5.3 Techniques alternatives

Il a aussi été proposé d'injecter des électrons faiblement énergétiques devant le laser (Khachatryan et al., 2004). Des simulations hydrodynamiques montrent que le faisceau d'électrons se fait dépasser par l'impulsion laser et ceux-ci se retrouvent piégés et accélérés dans la première arche plasma. Cependant, comme dans le cas précédent, la charge du paquet d'électrons accéléré est limitée pour assurer la validité des hypothèses. Mais ici, il est encore plus légitime de se demander quelles sont les conséquences de la négligence des répulsions coulombiennes à des énergies initiales aussi faibles. De plus, le champ électrique transverse du laser risque de dégrader nettement l'émittance du faisceau lors du dépassement.

Il existe une autre méthode mettant en valeur le contrôle de l'injection utilisant deux faisceaux contre-propagatifs. Un premier faisceau, dont les caractéristiques ne permettent pas de provoquer le déferlement, génère une onde plasma. L'injection est contrôlée par un deuxième faisceau contre-propagatif de plus faible intensité et dont le battement d'onde avec le faisceau principal provoque l'injection d'une faible quantité d'électrons dans la structure accélératrice (Esarey et al., 1997; Sheng et al., 2004; Fubiani et al., 2004).

Le guidage de l'impulsion laser sur de plus longues distances permet aussi d'atteindre des énergies plus élevées (Tsung et al., 2004). En utilisant des décharges capillaires, l'équipe du LBNL vient d'obtenir des électrons d'énergie supérieure à 1 GeV, mais les résultats détaillés ne sont pas encore connus.

Le développement de cet accélérateur vers des hautes énergies n'est qu'un aspect des

potentialités de cette source. Il est aussi envisagé d'utiliser le faisceau d'électrons issu de l'accélérateur laser-plasma comme injecteur pour ces structures. En effet, les cavités accélératrices de l'onde plasma sont très courtes (environ $10 \mu\text{m}$ à une densité électronique de 10^{19} cm^{-3}) et les photocathodes actuelles utilisées sur les accélérateurs conventionnels ne sont pas adaptées. Le faisceau d'électrons quasi monoénergétique présenté dans ce chapitre est un bon candidat pour l'injection : le paquet d'électrons est bref et par conséquent il peut être injecté de manière à ce que tous les électrons voient un champ accélérateur comparable. La synchronisation de l'injecteur et des étages d'accélération est idéale car tous peuvent être déclenchés par une même impulsion laser divisée en plusieurs voies. Néanmoins, il faut garantir une stabilité plus importante avant de pouvoir utiliser cette source en tant qu'injecteur. Ces questions du contrôle et de la stabilisation des propriétés du faisceau d'électrons sont au centre des développements actuels de l'accélération d'électrons par interaction laser-plasma. Cela demande des outils lasers stables et de travailler dans des conditions d'interaction qui soient moins extrêmes par rapport aux performances du système laser.

Chapitre 2

Spectre quasi monoénergétique et optimisation

Ce chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur la caractérisation de l'interaction. Pour plus de clarté, la présentation est organisée de la manière suivante : tout d'abord, je présente l'équipement utilisé au cours des expériences (système laser, schéma expérimental et instrumentation). Ensuite, je décris les propriétés mesurées de la source d'électrons ainsi que les conditions optimales qui ont permis d'obtenir ces résultats.

2.1 Description de l'expérience

Cette section décrit le système laser utilisé au cours des expériences ainsi que le schéma expérimental pour la caractérisation du faisceau d'électrons. Des informations plus précises sur la caractérisation du spectromètre à électrons sont détaillées en Annexes B et C.

2.1.1 Caractéristiques du laser “salle-jaune” du LOA

Le laser de la “salle jaune” (Pittman et al., 2002) du Laboratoire d’Optique Appliquée fonctionne avec un cristal de Titane Saphir (Ti :Sa) dans l'infrarouge et repose sur la technologie de l'amplification à dérive de fréquence (Strickland et Mourou, 1985). Il délivre des impulsions de 30 TW sur cible, de durée 30 fs, à une cadence de 10 Hz.

La chaîne laser comprend un oscillateur Ti :Sa auto-bloqué en phase, qui produit un train d'impulsions de 300 mW et de 18 fs à une cadence de 88 MHz. Ces impulsions sont étirées à 400 ps dans un étireur sans aberration et injectées dans un Dazzler (filtre acousto-optique). Cet appareil permet de contrôler activement le spectre et la phase spectrale de l'impulsion. Une cellule de Pockels sert ensuite à sélectionner les impulsions à une cadence de 10 Hz. Le temps d'ouverture de cet instrument permet de contrôler le niveau d'ASE (Émission Spontanée Amplifiée), ce qui définit le contraste de l'impulsion. Les impulsions de 1 nJ sélectionnées passent successivement dans trois étages d'amplification multi-passages, à la sortie desquels l'énergie passe séquentiellement à 2 mJ, 200 mJ et 2.5 J. Entre les étages d'amplification, des filtres spatiaux servent à sélectionner le mode spatial fondamental du faisceau et limiter ainsi les surintensités à des valeurs inférieures

au seuil de dommage des cristaux. Le cristal du troisième étage est par ailleurs refroidi par cryogénie de manière à atténuer les effets thermiques. Après passage sous vide secondaire, les impulsions sont recomprimées sur une paire de réseaux (double passage) et envoyées vers l'enceinte d'interaction. L'efficacité du compresseur est de 55%, ce qui permet d'obtenir des impulsions de 30 fs (largeur à mi-hauteur) contenant une énergie d'environ 1.3 J sur cible. Le contraste de l'impulsion à des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde est supérieur à 10^6 .

Dans les expériences décrites ici, l'impulsion focalisée atteint en général une intensité crête $I = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ce qui correspond à un niveau d'émission spontanée amplifiée inférieur à l'intensité seuil d'ionisation par suppression de barrière (de l'ordre de 10^{14} W/cm^2). Ainsi, le laser se propage dans un milieu initialement homogène, ce qui compte beaucoup dans la propagation du laser.

2.1.2 Dispositif expérimental

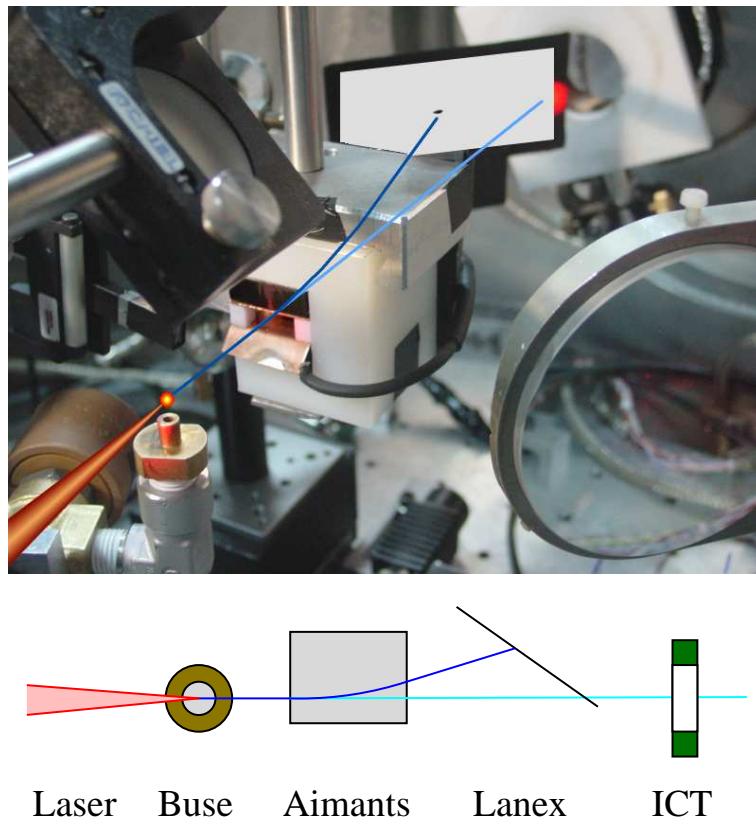


FIG. 2.1: (Couleur) Dispositif expérimental. Le laser est focalisé sur l'avant du jet de gaz. Les électrons accélérés lors de l'interaction sont déviés par le champ magnétique d'un aimant permanent et traversent ensuite un scintillateur. La lumière émise par la face arrière de ce scintillateur est collectée sur une caméra CCD. L'intégrateur de charge (ICT) sert à mesurer le nombre d'électrons qui le traversent.

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2.1. Le laser est focalisé par un

miroir parabolique d'une focale de 1 m sur le front avant raide d'un jet de gaz supersonique d'hélium, de diamètre 3 mm. Ce gaz léger est totalement ionisé par le piédestal de l'impulsion. Le profil de densité atomique du jet de gaz, mesuré par interférométrie, correspond à une densité uniforme au centre et des gradients raides (Semushin et Malka, 2001). Ces conditions d'interaction servent de référence dans la suite du document.

La densité électronique est contrôlée par la pression en amont de la vanne, ce qui nous permet d'explorer des gammes de densités $n_e \in [10^{17}; 10^{19}] \text{ cm}^{-3}$, soit des longueurs d'onde plasma $2\pi c/\omega_{pe}$ comprises entre 11 et 110 μm . Ces valeurs sont à comparer aux dimensions du laser focalisé : le waist du laser au point d'interaction atteint la limite de diffraction $w_0 = 18 \mu\text{m}$ et sa durée correspond à une longueur $c\tau$ de 9 μm . La physique concernée correspond donc aux régimes de sillage laser forcé et au régime de la bulle (Sec. 1.4.2).

Derrière le lieu de l'interaction, nous plaçons un spectromètre à électrons. Durant des premières expériences de ma thèse, nous avons utilisé un spectromètre imageur composé d'un électroaimant et de 4 diodes en silicium (Fig. 2.2). Cet instrument était très lourd et encombrant, donc délicat à manœuvrer pour l'aligner suivant l'axe laser. En utilisant un collimateur, nous sélectionnions la partie centrale du faisceau d'électrons, le long de l'axe laser. Cette combinaison d'un spectromètre imageur et de diodes assuraient une haute résolution et une bonne sensibilité aux électrons. L'énergie correspondant à chaque diodes pouvait être modifiée en variant l'intensité du courant dans l'électroaimant. Cependant, la mesure ne fournissait que 4 points par tirs, ce qui nécessitait l'accumulation de nombreux tirs avec un champ magnétique différent pour reproduire un spectre complet. Ces mesures étaient adaptées pour des faisceaux d'électrons aux propriétés reproductibles.

Récemment, nous avons observé une amélioration significative des propriétés du faisceau d'électrons. En diminuant la pression, il était possible d'obtenir un faisceau d'électrons avec une faible divergence (10 mrad). A ces pressions, le signal sur les diodes fluctuait de plusieurs ordres de grandeur aux hautes énergies. Nous pensions que nous manquions des structures intéressantes avec seulement 4 diodes. Un nouveau spectromètre monotor a été développé et installé sur les expériences. C'est un dispositif léger et compact (voir Fig 2.1) qui fournit toute l'information spectrale pour chaque tir.

Ce spectromètre est composé d'un aimant permanent de champ $B_m = 0.45 \text{ T}$ au centre, qui dévie la trajectoire des électrons en fonction de leur énergie, et d'un scintillateur dont la transition de relaxation excitée par le passage des électrons est imagée sur une caméra CCD de grande dynamique (16 bits). Nous utilisons aussi un filtre interférentiel juste devant l'objectif de la caméra pour sélectionner la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de l'écran phosphore. L'amplitude du spectre est déterminée soit à partir de la charge collectée par un intégrateur de charge (ICT), placé derrière le scintillateur, soit à partir d'une calibration absolue présentée en Annexe C (Glinec et al., 2006a). Dans les conditions optimales de travail, la divergence du faisceau d'électrons est très faible (voir section suivante) et aucun collimateur n'est donc utilisé sur ce spectromètre.

Nous utilisons en général aussi un diagnostic d'ombroscopie (vue latérale) et de diffusion Thomson (vue de dessus) pour observer l'interaction et placer précisément l'axe laser à 1 mm au dessus du centre de la buse.

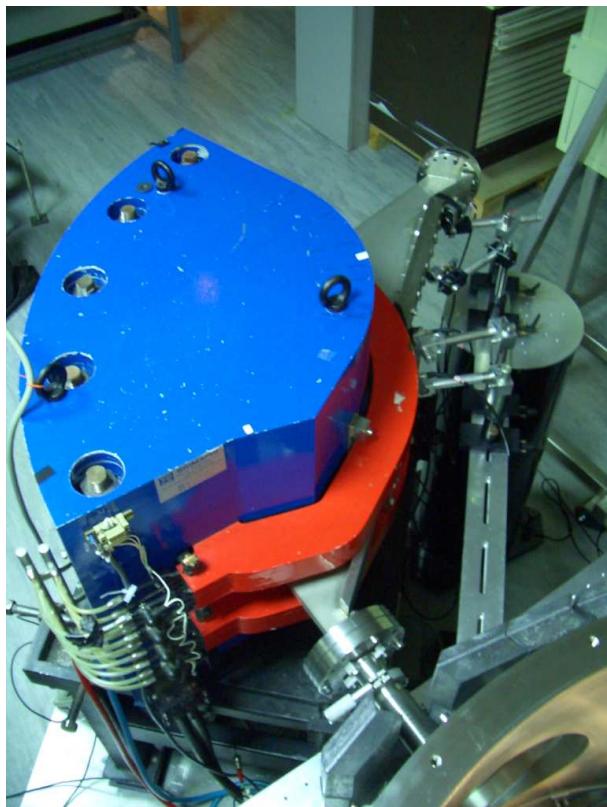


FIG. 2.2: (Couleur) Spectromètre imageur composé d'un champ magnétique ajustable et de 4 diodes en silicium.

2.2 Obtention de spectres quasi monoénergétiques

2.2.1 Amélioration de la qualité spatiale du faisceau d'électrons

Dans un premier temps, nous avons effectué la mesure du profil spatial du faisceau d'électrons en fonction des paramètres laser. Pour cela, les aimants étaient retirés et le scintillateur était perpendiculaire au faisceau. La figure 2.3 montre l'évolution du profil spatial avec la densité électronique du gaz. Le diamètre du cercle correspond à une divergence de 14° . A densité élevée, le faisceau d'électrons est pratiquement homogène. Lorsque l'on diminue la densité électronique, des structures apparaissent dans le profil spatial du faisceau. Le signal varie tir à tir. Dans ces conditions, la longueur d'onde plasma ($\lambda_p = 11 \mu\text{m}$ pour 10^{19} cm^{-3}) est du même ordre de grandeur que la longueur de l'impulsion laser : celle-ci vaut $c\tau_0 = 10 \mu\text{m}$ à mi-hauteur, mais atteint $15 \mu\text{m}$ en $1/e^2$ de l'intensité de l'enveloppe laser. L'accélération d'électrons a donc plutôt lieu dans les régimes de sillage auto-modulé ou forcé (Sec. 1.4.2), pour lesquels l'accélération lors du déferlement de la structure accélératrice génère des structures assez aléatoires. De plus l'interaction simultanée avec le champ électrique du laser lors de l'accélération ne peut que détériorer les propriétés du faisceau d'électrons en sortie.

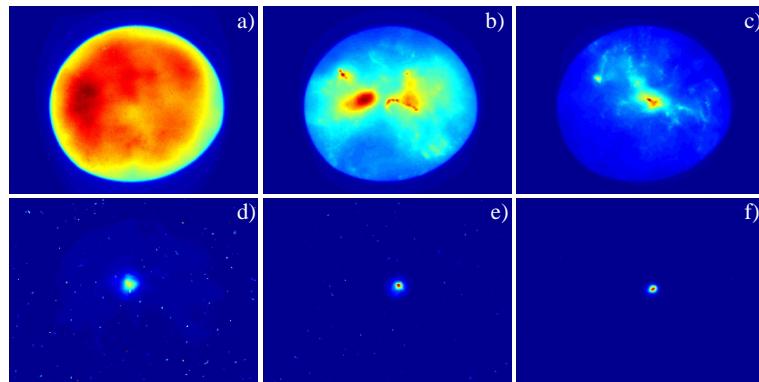


FIG. 2.3: (Couleur) Profil transverse du faisceau d'électrons en fonction de la densité électronique : a) $n_e = 50 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; b) $30 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; c) $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; d) $10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; e) $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; f) $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Lorsque la densité électronique atteint $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, il n'y a généralement plus qu'une seule structure fine, signe d'une transition. Ceci est dû à une interaction réduite des électrons avec l'impulsion laser et au maintien probable de la structure accélératrice au cours de l'accélération. La divergence de ce véritable faisceau d'électrons est estimée à 6 mrad (largeur à mi-hauteur) pour la dernière image. Pour des densités inférieures à $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, le faisceau d'électrons observé est toujours très collimaté mais l'intensité du signal chute rapidement.

La qualité de l'interaction semble être excellente à basse densité en termes de divergence et de stabilité. Nous avons voulu avoir plus d'information à cette pression et nous avons installé le spectromètre monotir.

2.2.2 Spectres expérimentaux

L'utilisation de ce spectromètre compact monotor permet de visualiser les différences fondamentales sur les deux spectres présentés sur la Fig. 2.4. L'axe laser est représenté en trait pointillé. Les électrons sont déviés vers la droite de cet axe par le champ magnétique et leur position d'impact dépend de leur énergie. Plus l'énergie des électrons est élevée, plus ils seront proches de l'axe laser. Quelques repères en énergie (20, 50, 100 et 200 MeV) sont représentés sur l'axe horizontal. L'axe vertical correspond à la divergence naturelle du faisceau d'électrons. Aucun collimateur n'est utilisé ici et la résolution en énergie est limitée principalement par la divergence du faisceau d'électrons. En particulier, le signal sur l'image Fig. 2.4a est trop divergent pour fournir la moindre information réelle sur l'énergie des électrons. Cependant, le signal semble s'étendre sur une large gamme d'énergie à l'inverse du signal présenté sur l'image Fig. 2.4b. On voit ici, un signal très intense localisé à haute énergie et faiblement divergent. C'est la première observation de spectres d'électrons quasi monoénergétiques par interaction laser-plasma.

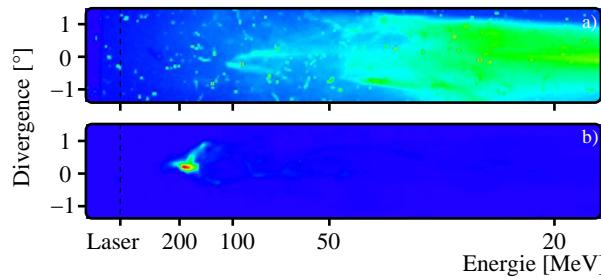


FIG. 2.4: (Couleur) Exemple de spectres obtenus sur le nouveau spectromètre à électrons pour une densité électronique : a) $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, b) $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les images sont normalisées indépendamment.

Ce spectre obtenu à la densité $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est représenté sur une échelle linéaire après prise en compte de la dispersion en fonction de l'énergie et du pouvoir d'arrêt dans le scintillateur sur la Fig. 2.5. On observe effectivement un pic d'électrons à $170 \pm 20 \text{ MeV}$ contenant une charge importante (estimée à $0.5 \pm 0.2 \text{ nC}$ dans le pic). La largeur du pic est comparable à la limite de résolution du spectromètre à cette énergie (représentée par la barre horizontale). La deuxième courbe provient d'une simulation PIC qui sera présentée dans la suite.

Des tests ont été faits pour s'assurer que le signal provenait bien d'électrons : lorsque les aimants sont retirés, le signal revient sur l'axe laser ce qui signifie que l'on observe bien des particules chargées. Lorsque l'on place une feuille de plomb de 2 mm devant le Lanex, on obtient un signal diffus, correspondant à des électrons d'énergie supérieurs à 3 MeV diffusés par le matériau.

Des faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques ont aussi été mesurés en Grande-Bretagne (RAL) et aux États-Unis (LBNL), et ces résultats majeurs ont été publiés dans le même numéro de la revue *Nature* (Mangles et al., 2004; Geddes et al., 2004; Faure et al., 2004). Depuis, de nombreux laboratoires travaillant sur l'accélération d'électrons par laser ont obtenu des spectres d'électrons avec des structures quasi monoénergétiques.

Ces propriétés sont fondamentales pour pouvoir parler d'applications de faisceaux

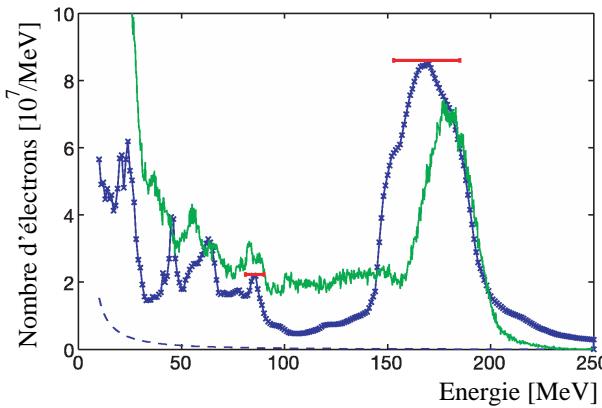


FIG. 2.5: (Couleur) Superposition du spectre expérimental (croix bleues), obtenu à partir de la Fig. 2.4b, et de la simulation PIC correspondante (ligne verte) après 2 mm de propagation. La courbe en pointillé est la limite de détection. Les barres horizontales indiquent la résolution du spectromètre.

d'électrons produits par laser. En effet, il est très difficile de transporter et de refocaliser un faisceau d'électrons dont le spectre est large, à cause du chromatisme des éléments magnétiques. Il est possible de restreindre le spectre en sélectionnant une énergie à l'aide d'un monochromateur mais cela diminue aussi fortement la fluence des électrons. Ici, ce faisceau contient naturellement une charge plus élevée, dans une portion de spectre restreinte et le faisceau est bref et faiblement divergent.

Le terme “quasi monoénergétique” sera utilisé dans ce document pour différencier les propriétés des faisceaux d'électrons obtenus par interaction laser-plasma de ceux obtenus dans les accélérateurs conventionnels, pour lesquels les faisceaux d'électrons “monoénergétiques” ont des largeurs spectrales relatives $\delta E/E$ de l'ordre du pourcent ou inférieures. Ici, la largeur spectrale est limitée par la résolution du spectromètre et vaut $\delta E/E \sim 20\%$.

2.2.3 Comparaison aux simulations PIC 3D

Afin de mieux cerner la physique impliquée dans cette expérience, des simulations PIC 3D ont été réalisées au Virtual Laser Plasma Laboratory (Pukhov, 1999) pour les mêmes conditions d'interaction. Le spectre obtenu est superposé au spectre expérimental sur la Fig. 2.5. On y voit un spectre quasi monoénergétique à 175 ± 25 MeV contenant une charge similaire. La divergence du faisceau est aussi de 10 mrad en accord avec les expériences. Cependant, les deux spectres ne sont pas obtenus exactement dans les mêmes conditions : la courbe simulée a été choisie après une distance de propagation de 2 mm dans le plasma.

La figure 2.6 montre le profil d'intensité laser, la densité électronique dans le plan perpendiculaire à la polarisation laser et contenant l'axe de propagation ainsi que l'espace des phases montrant les électrons accélérés. On voit clairement une cavité ionique formée par l'impulsion laser sur le profil de densité électronique. Le scénario observé sur ces simulations peut être résumé de la façon suivante. La force pondéromotrice du laser pousse les électrons vers l'avant, ce qui crée une surdensité électronique à l'avant de l'impulsion et une cavité ionique derrière l'impulsion. Les électrons expulsés radialement s'intersectent

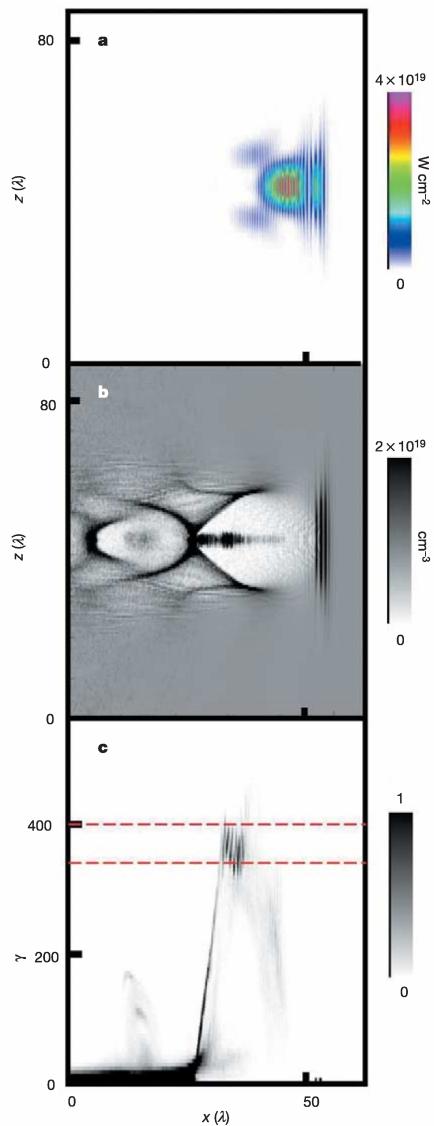


FIG. 2.6: (Couleur) Résultats de la simulation PIC 3D. (a) intensité laser et (b) densité électronique dans le plan perpendiculaire à la polarisation laser et contenant l'axe laser. Le laser se déplace de la gauche vers la droite et s'est propagé sur une distance de 2 mm dans le plasma pour cette représentation. (c) Espace des phases du faisceau d'électrons piégés dans la cavité.

à l’arrière de la cavité. Certains d’entre eux sont piégés dans la structure accélératrice, ce qui forme le cylindre d’électrons au centre. L’espace des phase en Fig. 2.6c montre l’énergie de ces électrons en fonction de leur position. Les plus énergétiques se sont rapprochés du centre de la cavité illustrant le mécanisme de déphasage par rapport à l’onde plasma. L’impulsion laser est confinée à l’avant de la cavité, ce qui réduit son interaction avec les électrons au cours de leur accélération.

On remarque aussi que l’intensité laser à cet instant dans la simulation est 10 fois plus élevée que l’intensité estimée dans le vide. Ceci est dû à l’autofocalisation durant la première partie de la propagation, durant laquelle la dimension transverse du laser devient résonante avec la longueur d’onde plasma $\lambda_p = 14 \mu\text{m}$. Dans le même temps, l’impulsion laser est rétrécie temporellement par l’onde plasma. Finalement, l’impulsion laser ressemble à une bille de lumière qui excite une onde plasma de forte amplitude, créant une cavité dans son sillage. Tandis que l’injection a lieu dans cette structure, la bulle s’allonge sous l’effet de la répulsion des électrons accélérés. L’injection s’arrête lorsque la charge contenue dans la bulle compense la charge de la cavité ionique. Bien qu’injectés à des instants différents, la rotation des électrons dans l’espace des phases rétrécit la largeur spectrale relative, ce qui conduit à cette structure quasi monoénergétique.

2.2.4 Calibration absolue du scintillateur et discussion sur la charge

La mesure de la charge par un ICT soulève des problèmes importants et une détermination indépendante de la charge était nécessaire. J’ai donc travaillé sur la calibration absolue du dispositif de détection pour remonter au nombre d’électrons simplement à partir du nombre de comptes sur la caméra. Cette technique a l’avantage de donner une estimation locale du nombre d’électrons, à l’inverse de l’ICT qui fournit une mesure correspondant à l’intégrale sur une zone mal déterminée. En principe tous les électrons sont censés traverser le cœur de ces appareils. Dans notre expérience, une partie du spectre passe dans la bobine et son influence sur la mesure est inconnue. J’ai considéré deux cas extrêmes où je prends les diamètres interne et externe (respectivement 55 mm et 100 mm) pour estimer l’amplitude du spectre. Par conséquent, la partie du spectre interceptée par l’ICT correspond aux énergies supérieures à 115 MeV et 55 MeV respectivement. Comme la partie du spectre à normaliser n’est pas la même pour une même tension de l’appareil, cette incertitude sur le diamètre effectif de cet appareil conduit à une large barre d’erreur dans la charge du spectre.

La figure 2.7 montre l’évolution du signal de l’ICT et du nombre de comptes obtenus sur la caméra CCD en fonction de la densité électronique. Les fluctuations du rapport contribuent aussi à l’incertitude sur la charge mesurée. On remarque immédiatement que les deux courbes ne se superposent pas et que l’ICT surestime les valeurs de la calibration absolue. La calibration absolue donne une charge de 63 pour le spectre analysé précédemment en détail.

De plus, à basse densité électronique, la variation du signal est de deux décades pour la calibration absolue et de seulement une décade pour l’ICT, ce qui révèle probablement une meilleure sensibilité de la calibration absolue. Cet appareil électronique est sans doute sensible aux champs électromagnétiques produits au lieu de l’interaction par le laser, et a été placé le plus loin possible du foyer ($\sim 50 \text{ cm}$). Afin de bloquer les électrons de faible énergie, des protections en plomb ont été placées autour de l’aimant car les électrons

de basse énergie peuvent être mesurés par l'ICT bien qu'ils n'apparaissent pas sur le scintillateur. Sans gas (simplement avec le laser), le signal de l'ICT chute dans le niveau de bruit. Malheureusement, malgré une attention spéciale accordée à cet ICT, il semble que l'on obtienne une estimation biaisée de la charge. Cet appareil reste probablement sensible aux larges champs électromagnétiques générés par le laser au point d'interaction. Ce comportement de l'ICT est sans doute aussi valable pour de nombreux laboratoires qui utilisent le même système de détection.

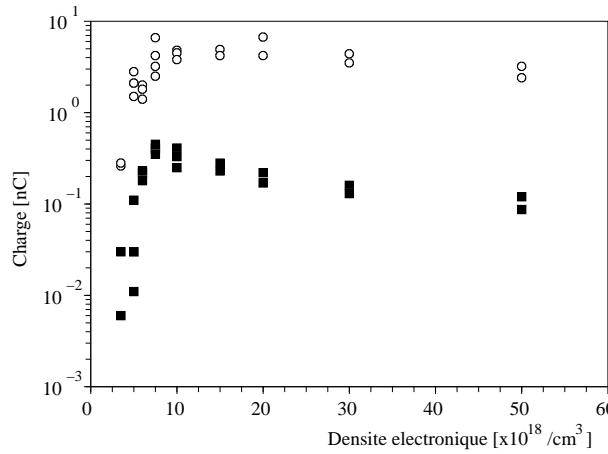


FIG. 2.7: Évolution de la charge en fonction de la densité électronique, mesurée par l'ICT (cercles) et par intégration du nombre de compte de la caméra CCD (losanges pleins). Le signal de la caméra est intégré sur une zone correspondante au grand diamètre de l'ICT. Les deux diagnostics annoncent que la charge est la plus élevée pour la densité optimale obtenue à partir des spectres.

La calibration absolue semble la méthode la plus fiable mais il faut garder à l'esprit les hypothèses que cela implique. Les faisceaux d'électrons issus de l'interaction laser-plasma sont beaucoup plus brefs que ceux des accélérateurs conventionnels utilisés pour la calibration. Cette calibration absolue repose sur l'hypothèse que les résultats de la calibration sur Elyse peuvent être extrapolés à nos conditions expérimentales. Cependant, pour des dépôts d'énergie aussi denses, des niveaux atomiques plus élevés peuvent être excités et les schémas de désexcitation du scintillateur peuvent être différents, ce qui affecterait le rendement lumineux. Nous n'avons jamais constaté de saturation du signal lumineux provenant du scintillateur dans nos conditions expérimentales.

La figure 2.8 montre d'autres exemples de spectres quasi-monoénergétiques pour différentes configurations expérimentales. L'amplitude est déterminée en utilisant la calibration absolue. Les spectres contiennent respectivement une charge de 250 pC ($E > 55$ MeV) et 9 pC ($120 < E < 160$ MeV) pour les courbes a) et b). Cette première image montre que cette calibration donne aussi des charges de plusieurs centaines de picocoulombs, comme annoncé dans la publication (Faure et al., 2004). Même si le signal brut montré en insertion est très fin, le pic est significativement élargi durant la déconvolution à cause d'un manque de résolution vers les hautes énergies. L'utilisation d'un aimant plus dispersif améliorerait la résolution à haute énergie. Néanmoins, l'image b) montre une largeur spectrale de 6% (largeur à mi-hauteur). On remarque aussi la très faible quantité d'électrons de basse énergie pour ce tir.

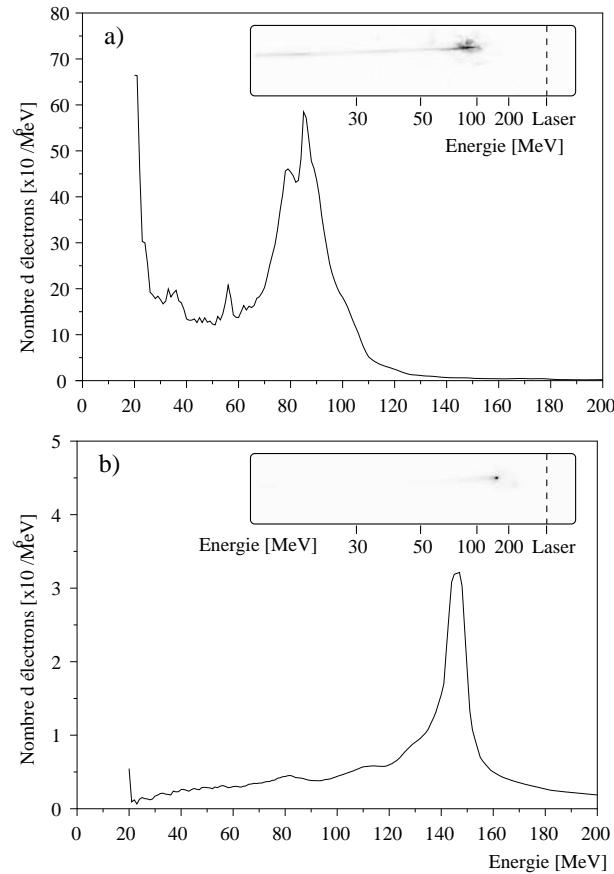


FIG. 2.8: Spectres obtenus après déconvolution des images montrées en insertion. L’amplitude est déterminée par la calibration absolue du détecteur. L’axe des ordonnées diffère suivant les images.

2.3 Régime “quasi monoénergétique” dans une gamme de paramètres restreinte

L’obtention de tels spectres quasi monoénergétiques n’est pas évidente et la gamme de paramètres dans laquelle nous en avons observé est très restreinte (Glinec et al., 2005). Dans cette partie, je montre l’influence des divers paramètres de l’interaction sur les spectres mesurés. Je reconnaissais que l’élaboration des images suivantes nécessite un choix de ma part parmi l’ensemble des données. Dans un souci d’objectivité, j’ai systématiquement observé toutes les images d’une série correspondant aux mêmes conditions expérimentales. Nous faisons généralement trois images à une même position. J’ai choisi celle qui représentait le mieux les deux autres. Un tel choix est parfois difficile surtout lorsque le signal fluctue beaucoup tir à tir. Je n’ai en aucun cas sélectionné des images avec l’intention de montrer une tendance particulière. Les tendances sont apparues au montage.

Ensuite, comme cela est précisé sur chacune des figures, les images ont été normalisées séparément. Les caméras utilisées sont très sensibles (65536 niveaux) et la représentation graphique est en général limitée à 256 niveaux. Par conséquent, en l’absence de normalisation séparée, de nombreuses images seraient uniformes ou saturées, ce qui réduirait la pertinence des interprétations proposées.

En l’absence de précision, les conditions expérimentales (énergie, durée, longueur focale, densité électronique et longueur d’interaction) sont inchangées. Par contre les séries présentées n’ont pas forcément été réalisées durant la même expérience, ni pendant le même jour. Il n’est donc pas anormal de constater que différentes séries soient en léger désaccord. Par contre, sauf mention contraire, toutes les images d’une figure font partie d’une même série.

2.3.1 Influence de la densité électronique

Comme observé sur la qualité spatiale du faisceau d’électrons, la densité électronique est un paramètre important de l’interaction. La figure 2.9 montre l’évolution des spectres avec la densité du gaz. On retrouve l’image analysée précédemment en deuxième position. A plus basse densité, le spectre est quasi monoénergétique mais la charge contenue dans le pic est dix fois moins élevée. Cette chute rapide de la charge est illustrée sur la figure 2.7 où le signal de l’ICT et du scintillateur sont représentés.

A plus haute densité $n_e = 7.5 - 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on observe une transition où des composantes quasi monoénergétiques se mêlent à l’apparition d’une composante maxwellienne. Cette transition intervient quand la longueur d’onde plasma (10-12 μm) atteint la longueur de l’impulsion (9 μm). Cette plage de densité peut être considérée comme la transition entre le régime de la bulle et le régime de sillage forcé et auto-modulé (voir Sec 1.4). En effet, les images de droite, correspondant à des densités encore plus élevées, ne montrent qu’une composante maxwellienne. Il n’y a pratiquement plus aucune structure. Ceci est typique des spectres obtenus lors du déferlement de la structure accélératrice. Les électrons sont accélérés à des énergies aléatoires et la divergence du signal s’accroît. D’ailleurs, si on compare la divergence avec la distribution du faisceau d’électrons de la figure 2.3, on remarque que l’apparition de structures dans le faisceau n’a pas lieu exactement dans la même gamme de densité. Ces deux séries de mesures n’ont pas été effectuées pendant la même expérience. L’explication de ce léger désaccord vient sans

doute de la variation des conditions expérimentales d'une expérience à une autre.

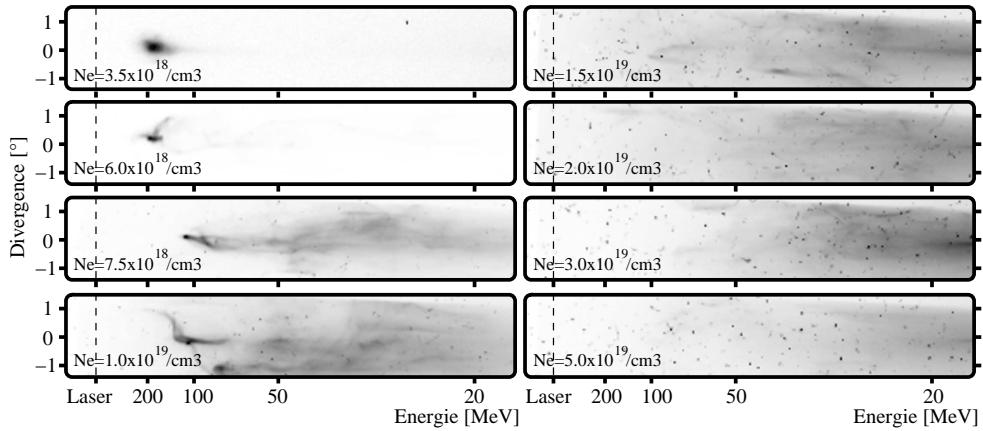


FIG. 2.9: Spectres électroniques en fonction de la densité. Passage d'un spectre de type quasi monoénergétique à une composante maxwellienne lors de l'augmentation de la densité électronique. Les images sont normalisées indépendamment.

On observe aussi que la densité électronique pour laquelle la transition spectrale apparaît (i.e. $n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) correspond aussi à la charge maximale de la figure 2.7. Dans cette zone les fluctuations sont importantes à cause de la sensibilité des effets non-linéaires aux conditions initiales. Les fluctuations tir à tir des propriétés du laser (énergie, durée) sont estimées à 10%, très inférieures aux variations observées expérimentalement.

Des simulations PIC 3D équivalentes effectuées pour différentes densités permettent de reproduire la tendance des résultats expérimentaux (Malka et al., 2005b). Les résultats sont résumés en figure 2.10. Une impulsion laser de 30 fs à mi-hauteur et d'énergie 1 J est focalisée dans une tâche focale de $21 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur. Les simulations ont été effectuées pour 2.5 mm de propagation pour 3 densités électroniques $3, 6$ et $12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le spectre à $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ correspond à celui de la figure 2.5 en échelle logarithmique. A plus basse densité électronique ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), les simulations montrent qu'un faisceau quasi monoénergétique se forme à une énergie plus basse car le champ accélérateur de l'onde plasma est plus faible. Au bout de 2.5 mm de propagation, les électrons atteignent 100 MeV, valeur non optimale limitée par la longueur du plasma. A l'inverse, dans la simulation à haute densité électronique ($12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), un faisceau d'électrons quasi monoénergétique se forme au début de la propagation, après 1 mm. La longueur d'onde plasma est plus courte et les électrons atteignent la limite de déphasage plus rapidement. Le pic du spectre s'élargit à partir de cet instant vers une distribution d'énergie quasi thermique. A la fin de la simulation, le spectre est devenu maxwellien, sans trace de la structure quasi monoénergétique transitoire.

2.3.2 Influence de la durée d'impulsion

Nous pouvons aussi faire varier les paramètres laser et étudier l'influence sur les spectres. Ici, nous modifions la distance entre les réseaux du compresseur. Par conséquent, la durée d'impulsion s'allonge et l'intensité maximale diminue (puisque l'énergie contenue dans l'impulsion reste inchangée). On constate sur la figure 2.11 une dégradation

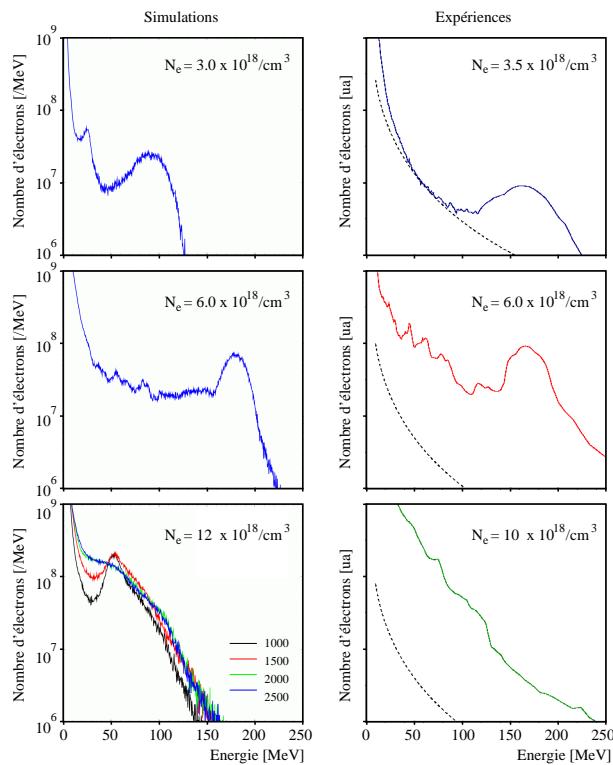


FIG. 2.10: (Couleur) Comparaison des spectres électroniques expérimentaux et simulés pour différentes densités électroniques. La courbe en pointillé représente la limite de détection.

puis une disparition rapide du signal dès que l'on s'éloigne des conditions optimales de l'interaction. Pour une durée de 40 fs, le faisceau d'électron est plus divergent et contient plusieurs surintensités spectrales. Il est probable que les électrons accélérés interagissent aussi avec le champ électrique du laser, ce qui dégrade les propriétés du faisceau.

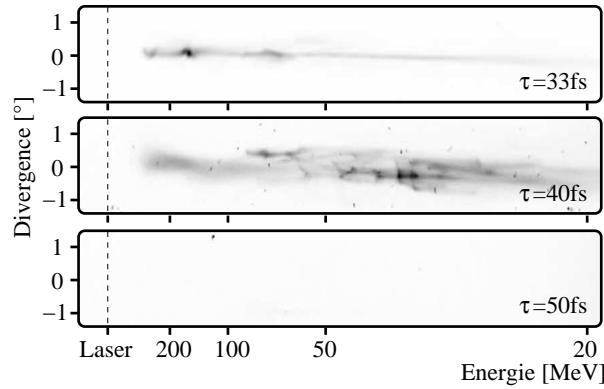


FIG. 2.11: Spectres électroniques en fonction de la distance entre les réseaux. Ceci modifie la durée d'impulsion et l'intensité maximale. Les images sont normalisées indépendamment.

Il n'est pas évident de déterminer à partir de cette observation si la disparition du signal provient essentiellement de la baisse d'intensité ou de l'allongement de l'impulsion. Le premier cas mène à une diminution de l'influence des phénomènes non-linéaires tels que l'auto-focalisation, ce qui peut empêcher la génération d'une onde plasma de forte amplitude et éventuellement supprimer l'injection de particules. L'allongement de la durée d'impulsion est à comparer à la période plasma qui vaut 45 fs pour cette densité électronique ($n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Comme la durée d'impulsion reste comparable à la longueur d'onde plasma, il semble plus fortement probable que ce soit la perte d'intensité qui explique cette chute brutale du signal. Afin de confirmer, nous avons aussi fait varier uniquement l'énergie du laser (et donc seulement son intensité) en conservant la durée d'impulsion constante.

2.3.3 Influence de l'énergie laser

Nous avons fait une série de tirs en variant uniquement l'énergie du laser en gardant les réseaux du compresseur à l'optimum pour minimiser la durée de l'impulsion laser. Nous contrôlons l'énergie soit en décalant le passage de l'impulsion laser infrarouge par rapport au pompage du cristal du troisième étage, soit tout simplement en éteignant certains des lasers de pompe. Cette opération ne modifie pas la tâche focale puisque le troisième étage est stabilisé en température par cryogénie. Les résultats sont montrés en fonction de l'énergie du laser et de la densité électronique sur la figure 2.12. L'énergie laser qui est donnée sur le graphique correspond à la mesure effectuée en sortie de troisième étage, avant le compresseur.

On remarque pour commencer que l'énergie des électrons semble s'étendre au-delà de 200 MeV sur quelques images. On voit même du signal passer de l'autre côté de l'axe laser ! En fait, cet axe est déterminé en moyennant le barycentre du paquet d'électrons sans

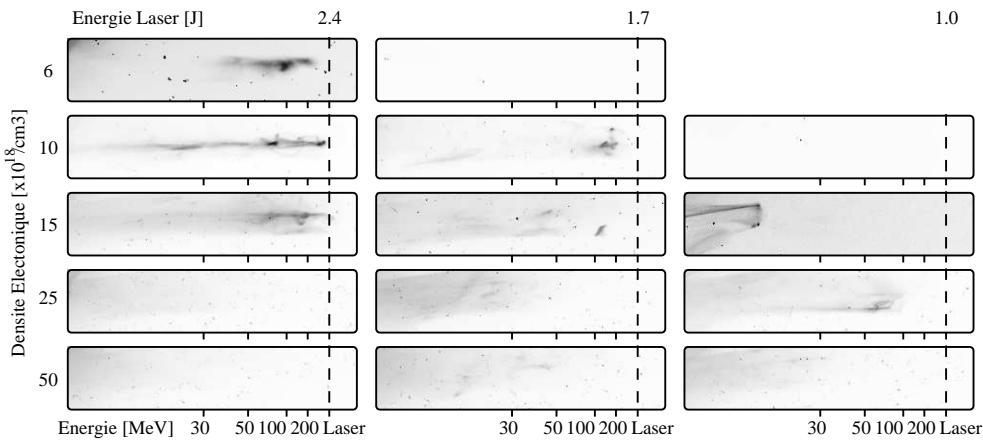


FIG. 2.12: Spectres électroniques en fonction de l'énergie laser et de la densité électronique. Les images sont normalisées indépendamment.

champ magnétique. La position d'impact des électrons fluctue tir à tir, ce qui contribue à l'incertitude sur l'énergie des électrons. Lors de cette expériences les conditions expérimentales étaient moins favorables et les fluctuations du pointé du faisceau d'électrons étaient plus importantes qu'à l'accoutumée.

Néanmoins, ce graphique permet d'avoir plusieurs résultats pertinents. Premièrement, il confirme les résultats précédents : si on observe l'évolution du spectre en fonction de l'énergie laser à $n_e = 6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (suivant la première ligne), on constate que le signal disparaît rapidement dès que l'énergie laser diminue. Cela illustre l'importance de l'intensité laser dans l'interaction. Deuxièmement, lorsque l'on diminue l'énergie laser, il est possible d'obtenir à nouveau des électrons énergétiques à condition d'augmenter aussi la densité électronique. C'est un résultat saisissant qui peut être attribué au rôle de l'autofocalisation dans ce processus pour atteindre une intensité élevée. Si on se réfère à l'équation 1.39, le rapport P/P_c varie comme $n_e I_0$: lorsque l'intensité diminue, il faut augmenter la densité électronique pour compenser et rétablir le signal électronique. Néanmoins, bien que l'on observe à nouveau des électrons, leur énergie est plus faible lorsque l'énergie laser est plus faible (à densité électronique constante).

Dans l'autre direction, la diminution de l'énergie maximale des électrons lorsque la densité électronique augmente (à énergie laser constante) peut s'interpréter par la variation de la longueur de déphasage. Comme expliqué au chapitre 1, la longueur de déphasage correspond à l'estimation de la distance où le faisceau d'électrons reste dans la partie accélératrice et focalisante de l'onde. Dans le cadre de la théorie linéaire bidimensionnelle, cette distance s'écrit :

$$L_{\text{deph}}^{\text{2D}} \sim \gamma_p^2 \lambda_p / 2 \quad (2.1)$$

Application numérique

Les hypothèses de cette formule ne sont pas respectées (cas bidimensionnel perturbatif), mais ces expressions linéaires sont pratiques expérimentalement pour dimensionner les expériences. Voici un ordre de grandeur de la longueur de déphasage. Pour les mêmes conditions expérimentales que précédemment, la longueur de déphasage est de l'ordre de $L_{\text{deph}}^{\text{2D}} \sim 1.9 \text{ mm}$ pour une densité électronique de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui est comparable à la longueur du jet de gaz et à la longueur de Ray-

leigh du laser. Cette distance chute à 0.5 mm pour une densité de $15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ceci s'accorde avec la disparition des structures quasi monoénergétiques transitoires observées sur les simulations numériques présentées en Sec. 2.3.1 après une courte distance de propagation.

2.3.4 Influence de l'ouverture de l'optique de focalisation

D'après les études réalisées avant mon arrivée en thèse, il semblait que les paraboles de distance focale élevée donnaient de meilleurs résultats (en termes de qualité spatiale et d'énergie des électrons). Avec ce nouveau spectromètre il était intéressant de vérifier les études antérieures. Nous avons donc utilisé des paraboles hors axe de focale différente $f = 100 \text{ cm}, 50 \text{ cm}$ et 30 cm . Les caractéristiques associées sont données dans le Tableau 2.1. En particulier, les waists des paraboles de 100, 50 et 30 cm sont à comparer à la longueur d'onde plasma ($14 \mu\text{m}$).

Longueur focale [cm]	100	50	30
$w_0 [\mu\text{m}]$	18	9	6
a_0	1.3	2.6	4.4
$Z_r [\text{mm}]$	1.2	0.3	0.14

TAB. 2.1: Waist w_0 , potentiel vecteur normalisé a_0 et distance de Rayleigh Z_r associés aux différentes optiques de focalisation.

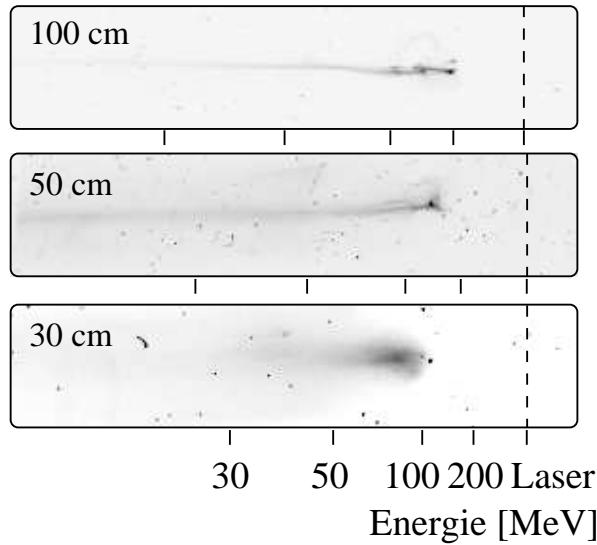


FIG. 2.13: Évolution des spectres électroniques en fonction de l'optique de focalisation. Les repères en énergie diffèrent sur chaque image. La densité électronique est de $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la parabole 30 cm et $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour les deux autres. Les images sont normalisées indépendamment et n'ont pas été obtenues le même jour.

La figure 2.13 montre les spectres obtenus pour différentes paraboles à densité similaire. Pour chaque système de focalisation, le signal a été optimisé en position de focalisation et en densité électronique. Les images de cette figure n'ont pas été obtenues le même jour car un changement de parabole nécessite du temps pour aligner et optimiser le signal. Par conséquent, l'axe des énergies sur les spectres diffère pour les trois paraboles à cause des modifications apportées au dispositif expérimental pour des raisons d'encombrement.

On remarque que l'énergie maximale des électrons est plus faible pour la parabole la plus courte (30 cm). Les paraboles de 50 et 100 cm donnent des spectres aux propriétés similaires. Clairement, l'accélération est moins efficace lorsque l'on focalise fortement et la divergence du faisceau est plus importante. Les raisons précises de ce comportement sont en cours d'étude. Différentes pistes sont suivies. Premièrement, l'éventualité de tirer dans un préplasma a été écartée. Aucun préplasma, signature du niveau de l'émission spontanée amplifiée, n'est observé avec la parabole de 30 cm par ombroscopie. Tous les tirs se font donc dans un profil de densité électronique similaire. Une autre possibilité réside dans la longueur d'interaction. Dans le cas linéaire, une impulsion laser plus courte que la longueur d'onde plasma ne peut pas rester autofocalisée à cause de la surdensité électronique à l'avant de l'onde plasma (Sprangle et al., 1990). Des études sont en cours pour savoir si l'accélération pourrait être limitée à une distance plus courte pour la parabole de 30 cm et pour laquelle l'accélération aurait alors lieu dans le gradient de densité du gaz. Ces conditions non-optimales pour cette parabole peuvent être à l'origine des différences de spectre.

La figure 2.14 montre l'évolution du profil spatial du faisceau d'électrons pour les paraboles de 100 cm et 30 cm lorsque l'on varie la densité électronique. La deuxième ligne reprend les images de la figure 2.3. Le faisceau d'électrons est structuré pour les deux paraboles à $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Tandis que la stabilité et la qualité spatiale s'améliorent pour la longue parabole à plus basse densité, la parabole de 30 cm ne montre aucune amélioration.

2.4 Stabilité

Lors de l'utilisation de la parabole de 50 cm, décrite dans la section précédente, nous avons étudié la stabilité du faisceau d'électrons avec et sans champ magnétique. Les variations exprimées ici sont les écarts-type par rapport à la moyenne.

2.4.1 Statistiques du pointé du faisceau d'électrons

Pour chaque expérience, nous devons estimer l'axe moyen du faisceau d'électrons sans champ magnétique afin d'avoir un point de repère pour déterminer l'axe des énergies sur les spectres enregistrés. Pour cela, on mesure la position moyenne du profil de dose sur le scintillateur à basse densité électronique, lorsque le faisceau d'électrons est très collimaté et stable. Les fluctuations autour de cette position moyenne permettent d'avoir une idée de l'incertitude sur l'axe des énergies. Ici, nous nous sommes placés à une densité électronique de $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Les 10 images de la figure 2.15 montrent les fluctuations du faisceau dans une fenêtre de 0.1 rad soit environ 6° . On remarque qu'il n'y a en général qu'une seule structure très

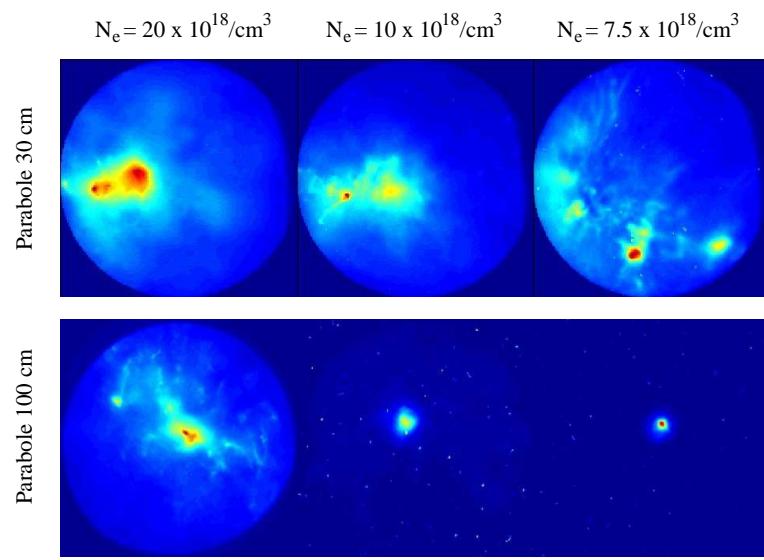


FIG. 2.14: (Couleur) Profil transverse du faisceau d'électrons pour la parabole de 30 cm (en haut) et la parabole de 100 cm (en bas) en fonction de la densité électronique. Le scintillateur est placé perpendiculairement à l'axe laser et les aimants sont retirés. L'échelle des couleurs de chaque image est déterminée séparément. Les deux séries de mesures pour chacune des paraboles n'ont pas été effectuées le même jour.

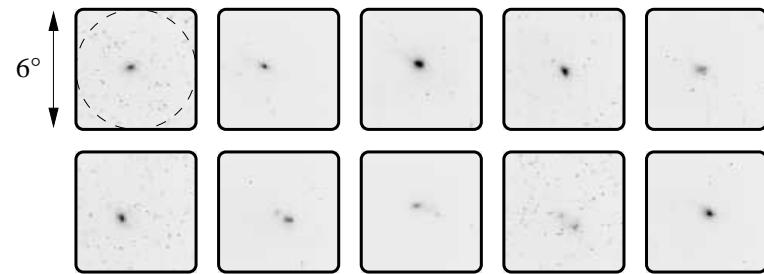


FIG. 2.15: Fluctuations du pointé du faisceau d'électrons sur le scintillateur pour 10 tirs dans les mêmes conditions, sans champ magnétique. Les images sont normalisées à la même table des niveaux de gris.

étroite. La divergence du faisceau d'électrons, défini par le cône dont l'ouverture vaut la largeur à mi-hauteur du profil de dose, est en moyenne de 8 ± 3 mrad et le pointé bouge de 6 mrad tir à tir. De même, à partir de ces images, on peut estimer les variations de charge dans ces conditions. On obtient pour cette faible densité électronique une charge moyenne de 300 ± 130 pC (calibration absolue).

2.4.2 Stabilité du spectre

En utilisant ensuite le champ magnétique des aimants pour dévier les électrons, nous avons mesuré les fluctuations du spectre électronique. L'image 2.16 représente les 10 tirs effectués à cette même densité électronique. Les fluctuations du pointé sont représentées sur la première image par des barres d'erreurs. Bien que sur ces images, le signal soit plus intense vers les hautes énergies, aucun ne peut être qualifié de quasi monoénergétique. La présence d'un signal à faible énergie rend le spectre maxwellien.

Cependant, le faisceau reste relativement stable. Parfois des structures à haute énergie peuvent apparaître sur les images de droite. La charge contenue dans le faisceau reste elle aussi relativement stable 200 ± 80 pC dans la gamme spectrale interceptée (au dessus de 20 MeV). Cette valeur est inférieure à la charge mesurée sans champ magnétique conformément aux attentes.

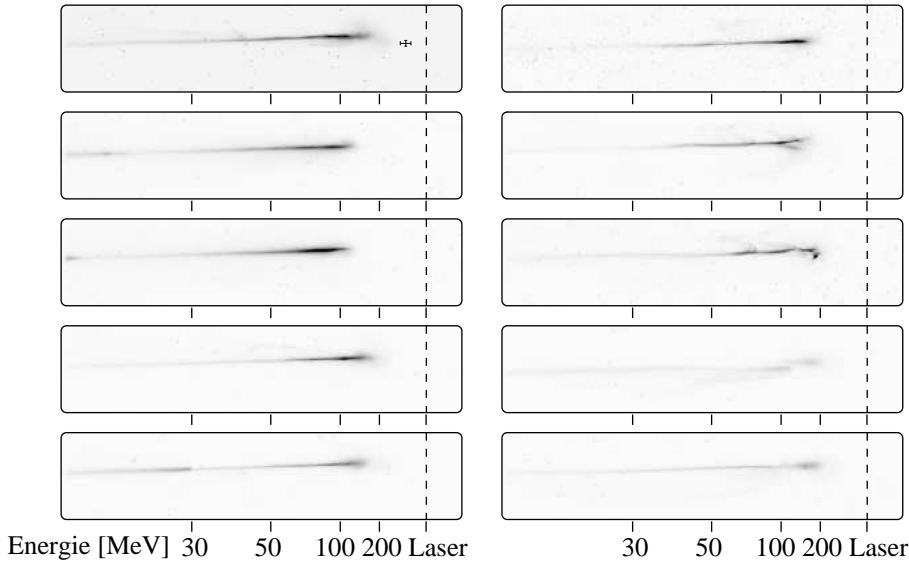


FIG. 2.16: Fluctuations du spectre électronique pour 10 tirs dans les mêmes conditions expérimentales. Les images sont normalisées à la même table de niveaux de gris.

Dans ce chapitre, une amélioration notable du spectre des électrons a été observée : dans les conditions d'interaction optimales, un faisceau d'électrons quasi monoénergétique de faible divergence a été mesuré. Ceci a été réalisable grâce à l'utilisation d'un nouveau spectromètre qui fournit toute l'information spectrale en un seul tir.

Les différentes séries présentées dans ce manuscrit introduisent et illustrent certains paramètres importants de l'interaction : la longueur de déphasage des électrons, l'impor-

tance de l'autofocalisation. Il a aussi été mis en valeur que la génération de structures quasi monoénergétiques correspond à une gamme de paramètres restreinte. La modification de la densité électronique, l'allongement de la durée d'impulsion laser ou la diminution de son énergie suffisent à faire disparaître les structures du spectre. Une étude de la stabilité du faisceau d'électrons permet de caractériser les fluctuations du pointé du faisceau dans les meilleures conditions de l'interaction. Nos travaux ont eu lieu au meilleur des performances de l'installation laser pour effleurer ce nouveau régime, zone de transition où les fluctuations sont importantes. On peut donc espérer qu'avec des installations plus puissantes, ce régime soit plus facilement accessible, dans une gamme de paramètres plus larges avec une meilleure stabilité. C'est d'ailleurs une raison pour laquelle des installations laser de catégorie PétaWatt sont en construction actuellement dans le monde entier.

Chapitre 3

Structures du faisceau d'électrons et propagation du laser

Ce chapitre regroupe d'une part les résultats expérimentaux dévoilant des structures fines du faisceaux d'électrons et d'autre part les caractéristiques du laser après interaction.

Nous avons observé une corrélation entre l'angle de sortie des électrons et leur énergie. Ce phénomène est attribué à une injection des électrons hors-axe et aux oscillations des électrons autour de l'axe laser durant leur propagation. La mesure du rayonnement de transition montre que le faisceau d'électrons possède des structures fines. Ensuite, les propriétés du laser transmis sont aussi mesurées et cette interaction très non-linéaire mène à un rétrécissement temporel de l'impulsion laser. La mesure de l'énergie laser transmise après interaction permet d'estimer l'énergie transférée au plasma. Enfin, le diagnostic de diffusion Thomson permet de visualiser la propagation du laser dans le plasma et le diagnostic d'interférométrie permet d'obtenir la densité d'électrons libres dans le plasma.

3.1 Oscillations dans le spectre

3.1.1 Résultats expérimentaux

Dans quelques cas au cours des diverses expériences menées durant ma thèse, nous avons observé des corrélations particulières sur le spectre entre l'énergie des électrons et l'ordonnée de l'impact du faisceau. Ces oscillations montrent un lien entre l'angle de sortie et l'énergie des électrons. Un exemple typique est représenté sur la figure 3.1. Cette image a été obtenue à une densité électronique de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la buse de 3 mm de diamètre. Quels sont les mécanismes susceptibles de produire de telles oscillations ? Parmi les candidats, on peut penser au champ électrique du laser, à des instabilités de l'interaction ou aux oscillations bétatroniques des électrons lors de leur propagation.

Les arguments suivants permettent de réduire le nombre de possibilités : l'instabilité des oscillations du paquet d'électrons (Whittum et al., 1991) décrit le couplage résonant entre la position des centroïdes du paquet d'électrons le long de l'axe de propagation et les parois d'un canal ionique. Elle est fortement atténuée pour des faisceaux dont la longueur est plus petite que la longueur d'onde plasma (Krall et Joyce, 1994). Cette instabilité donne des modulations à la fréquence plasma électronique ω_{pe} . On devrait alors s'attendre à voir des amplitudes plus importantes à basse énergie, cad en queue du paquet

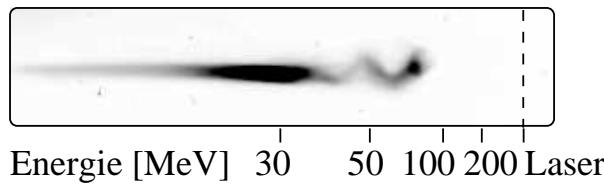


FIG. 3.1: Exemple de spectre électronique révélant des oscillations de la position moyenne du faisceau d'électrons corrélées à l'énergie des électrons. La représentation de cette image a volontairement été saturée pour faire ressortir les oscillations.

d'électrons. En fait, les oscillations du barycentre des électrons sont observées pour des énergies élevées et non pour les basses énergies.

L'instabilité des oscillations du laser provient du couplage entre une impulsion laser et l'onde plasma générée. Des perturbations de l'impulsion laser modifient la force pondéromotrice, ce qui déforme l'onde plasma qui n'est plus axi-symétrique. En retour, ce profil de densité électronique asymétrique agit sur la queue de l'impulsion laser. Ce couplage résonant entre les perturbations du laser et l'onde plasma générée a été observé expérimentalement (Kaluza et al., 2006) dans des conditions expérimentales similaires aux nôtres. Néanmoins, nous travaillons en général à plus basse densité et nous utilisons aussi le diagnostic de diffusion Thomson pour observer l'interaction et nous n'avons jamais observé d'oscillations significatives dans l'ensemble des expériences effectuées. Cet effet est décrit dans (Sprangle et al., 1994; Shvets et Wurtele, 1994) et ces théories nécessitent une perturbation initiale du laser (que ce soit un décalage par rapport à l'axe central d'un canal ionique ou un décalage progressif des barycentres de l'impulsion dans un plasma uniforme). Dans nos conditions la longueur d'impulsion laser est plus courte que la longueur d'onde plasma, ce qui limite l'influence de cette instabilité. De plus, même en présence d'un léger mouvement instable de la position du laser au cours de la propagation, les électrons piégés se trouvant derrière cette perturbation verraient tous les mêmes perturbations et le faisceau d'électrons subirait une déflexion globale. Cet effet peut par exemple être à l'origine des fluctuations du pointé du faisceau d'électrons à la sortie. Cela n'explique donc pas les quelques périodes d'oscillations dépendant de l'énergie des électrons observées expérimentalement.

Mis à part les instabilités, si les électrons rattrapent le laser, ils seront déviés de leur axe par le champ électrique du laser. Cela concerne en priorité les électrons de forte énergie qui se trouvent à l'avant du paquet d'électrons. Mais, la direction des oscillations observées expérimentalement est perpendiculaire à la polarisation du faisceau. Le champ électrique du laser semble donc ne pas être directement responsable. Cependant, des composantes du champ électrique du laser apparaissent dans la direction des oscillations lorsque l'approximation paraxiale n'est plus valide. La correction au premier ordre du champ électrique hors de l'approximation paraxiale est orientée suivant l'axe longitudinal (axe de propagation du laser) (Quesnel et Mora, 1998). La correction suivant l'axe d'observation des oscillations est de deuxième ordre en $\epsilon = 1/(k_0 w_0) \sim 7 \times 10^{-3}$ pour $w_0 = 18 \mu\text{m}$, donc très faible. De même, la rotation de la polarisation par effet Faraday est peu importante en régime sous dense. Il est peu probable que de tels effets soient responsables des oscillations observées. Premièrement, les électrons sont déjà très relati-

vistes au moment où ils rejoignent l'arrière du laser et donc plus difficilement déviées. Deuxièmement, si un champ électrique était suffisamment fort pour provoquer de telles oscillations dans cette direction, alors la composante du champ électrique du laser dans le plan de polarisation serait beaucoup plus intense et disperserait totalement le faisceau d'électrons. Ce n'est pas ce qui est observé suivant l'axe horizontal des images puisque le faisceau d'électrons sur le détecteur forme une ligne et reste donc collimaté. L'interprétation de ces oscillations par mécanisme bétatronique semble la plus naturelle et est décrite dans la suite.

Lorsqu'un électron ne se trouve pas sur l'axe de révolution d'un canal ionique, une force de rappel radiale fait osciller sa trajectoire autour de l'axe au cours de sa propagation (Esarey et al., 2002). Pour une particule relativiste dont le facteur relativiste est considéré constant, la période des oscillations dans un canal ionique uniforme s'obtient directement à partir des équations du mouvement. On considère une force de rappel radiale et linéaire.

$$\frac{\partial}{\partial t} \gamma m \vec{v} = -\frac{m \omega_{pe}^2}{2} r \vec{e}_r \quad (3.1)$$

Une projection suivant la direction radiale donne l'équation d'un oscillateur à la fréquence bétatron $\omega_\beta = \omega_{pe}/\sqrt{2\gamma}$. Cette fréquence dépend de l'énergie et donc, pour des conditions d'injection identiques (même \vec{r}_0, \vec{v}_0), les électrons quittent la zone d'interaction avec un angle de sortie dépendant de leur énergie.

La force pondéromotrice du laser excite effectivement une onde plasma dont la force de rappel radiale est similaire au cas du canal ionique infini. Mais, ce modèle ne décrit pas l'accélération simultanée de l'électron par l'onde plasma dans la direction longitudinale. J'ai donc résolu les équations du mouvement en ajoutant un champ accélérateur longitudinal constant E_z (en Annexe A). On note β_0 la vitesse normalisée à c et γ_0 le facteur de Lorentz associé de l'électron au moment de son injection, β et γ les mêmes grandeurs à la fin de l'interaction et $E_0 = m_e c \omega_{pe} / e$. Je considère que les électrons sont tous injectés à un rayon r_0 et leur vitesse initiale est parallèle à l'axe de propagation. En se plaçant dans l'approximation paraxiale (approximation des faibles angles) et en supposant que $\sqrt{2\gamma_0\beta_0}E_0/E_z \gg 1$ (vérifié à posteriori), on obtient l'angle de sortie par rapport à l'axe de propagation :

$$\theta_{E_z}(\gamma) = -\frac{\omega_{pe}}{2c} r_0 \frac{(\gamma_0 \beta_0)^{1/4}}{(\gamma \beta)^{3/4}} \sin \left[\frac{E_0}{E_z} \left(\sqrt{2\gamma\beta} - \sqrt{2\gamma_0\beta_0} \right) \right] \quad (3.2)$$

A partir de l'image expérimentale (Fig. 3.1), on obtient la correspondance entre l'énergie finale des électrons et l'angle de sortie. Cette courbe est montrée en Fig. 3.2. Des études récentes (Lu et al., 2006b) permettent de réduire le nombre d'inconnues restantes de ce problème. Les auteurs donnent l'énergie d'injection des électrons dans la structure accélératrice. L'injection a lieu à l'arrière de la cavité lorsque la vitesse des particules est égale à la vitesse de phase de l'onde plasma. En considérant l'érosion de l'avant de l'impulsion au cours de sa propagation, cette vitesse de propagation de l'onde est réduite, ce qui donne :

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\omega_0}{\omega_p} \sim 10 \quad (3.3)$$

Le fait de fixer la valeur de ce paramètre revient essentiellement à imposer la phase de la sinusoïde dans l'éq. 3.2. Il reste à déterminer le champ électrique accélérateur et

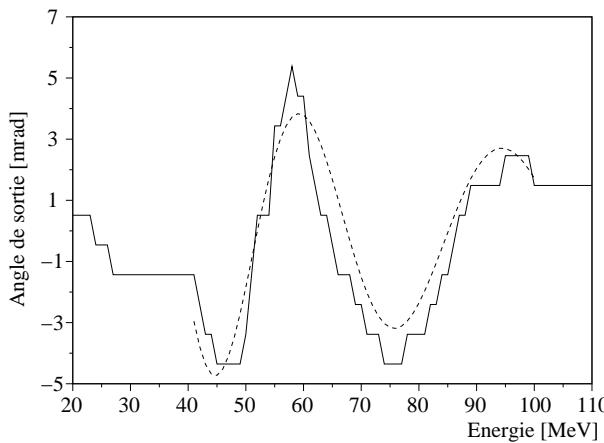


FIG. 3.2: Optimisation des paramètres de l'eq. 3.2 aux données expérimentales avec les paramètres $r_0 = 0.35 \mu\text{m}$, $E_0/E_z = 1.6$. (trait plein) données expérimentales de l'image 3.1, (tirets) optimisation.

le rayon d'injection qui influent respectivement sur la fréquence des oscillations et leur amplitude dans cette équation. L'optimisation par la méthode des moindres carrés donne la courbe représentée en pointillés sur la figure 3.2. Les paramètres optimisés correspondent à un rayon d'injection $r_0 = 0.35 \mu\text{m}$ et un champ accélérateur $E_z = 150 \text{ GV/m}$. Ces paramètres semblent cohérents avec les valeurs attendues pour ce mécanisme. En effet, on pense à un rayon nettement plus faible que la longueur d'onde plasma ($14 \mu\text{m}$) et un champ accélérateur qui permet au moins d'atteindre l'énergie maximale mesurée expérimentalement (100 MeV) en 3 mm d'interaction.

Les hypothèses de ce modèle sont fortes. Il sert simplement à illustrer l'interprétation proposée. L'interaction est plus complexe : le champ électrique n'est pas forcément le même pour tous les électrons à cause de l'écrantage du potentiel accélérateur de l'onde plasma par les autres électrons injectés (phénomène de saturation). Le rayon d'injection peut aussi évoluer au cours de la propagation, éventuellement à cause des instabilités évoquées plus haut. Mais la question essentielle qui demeure est “Pourquoi sur ce tir particulier, l'injection a-t-elle eu lieu hors axe ?”. Il est possible qu'une asymétrie initiale dans le laser puisse provoquer une asymétrie de l'onde plasma et donc de l'injection.

Des images similaires ont été obtenues mais uniquement dans les mêmes conditions expérimentales. Ceci provient du fait que le faisceau d'électrons n'est collimaté et contient une charge élevée que dans une gamme de paramètres restreinte.

3.1.2 Propagation d'une impulsion laser asymétrique

Des simulations numériques ont été réalisées par nos collègues du GoLP au Portugal pour mieux comprendre ces observations avec des conditions initiales du laser asymétriques. Ce travail est réalisé par J. Viera sous la direction de L. O Silva. À ma connaissance, ce sont les premières simulations PIC 3D effectuées pour une impulsion laser non idéale. Afin de minimiser le temps de calcul, les paramètres de la simulation ne reproduisent pas les conditions expérimentales : une impulsion laser de durée 33 fs (largeur à mi-hauteur) centrée à 800 nm se propage dans un plasma de densité électronique initiale

uniforme, valant $n_e = 7.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\omega_0/\omega_{pe} = 15$).

Généralement, les théoriciens prennent des impulsions gaussiennes spatialement et temporellement correspondant au mode fondamental de propagation dans l'approximation paraxiale. La figure 3.3 montre que le profil transverse d'intensité initial de l'impulsion laser est volontairement choisi asymétrique. Le rayon en $1/e^2$ de l'intensité vaut 7 et 12 μm respectivement suivant les valeurs positives ou négatives des axes. Le potentiel pondéromoteur correspondant a_0 atteint un maximum de 6.5. Une telle intensité permet de provoquer l'injection immédiatement en entrant dans le plasma et d'observer ainsi immédiatement la relation entre le profil du laser et les propriétés des électrons, en évitant la partie d'autofocalisation. La simulation a lieu dans un volume de dimensions $48 \times 95 \times 95 \mu\text{m}^3$ divisé en $1874 \times 248 \times 248$ cellules. Chaque cellule contient initialement 2 particules. Le laser se propage suivant l'axe x_1 et est polarisé suivant x_3 .

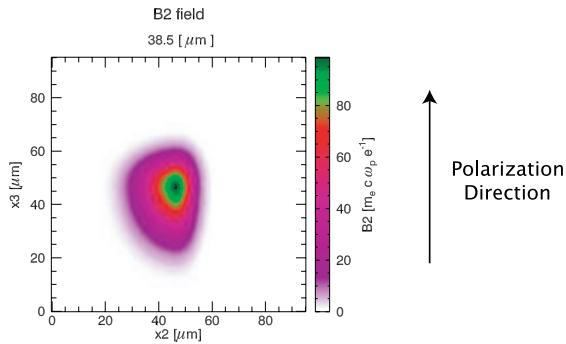


FIG. 3.3: (Couleur) Profil initial d'intensité laser asymétrique.

A cause de ce choix du profil d'intensité laser initial, la force pondéromotrice est déséquilibrée lors de la propagation du laser dans le plasma, ce qui conduit à une onde plasma asymétrique elle aussi. Au final, on constate sur la figure 3.4 que l'injection est décalée par rapport à l'axe laser central. Ces images correspondent aux profils de densité électronique dans le plan de polarisation du laser et dans le plan perpendiculaire, contenant l'axe de propagation du laser.

D'après les observations faites sur d'autres simulations par l'équipe du GoLP, la durée d'injection des électrons dans la cavité est courte devant le temps caractéristique des oscillations bétatroniques et devant la période des oscillations de l'arrière de la cavité. Ainsi, ceci permet de confirmer les hypothèses du modèle décrit dans l'annexe A : les électrons sont tous injectés à un rayon unique par rapport à l'axe laser et ils décrivent des oscillations bétatroniques dans la cavité durant leur accélération.

Afin de pouvoir simuler davantage de particules, cette simulation est reproduite en géométrie 2D. La simulation représente un volume de taille $83 \times 166 \mu\text{m}^2$, composée de 3274×500 cellules contenant 81 particules initialement. La période plasma est adaptée au cas 2D et vaut $\omega_0/\omega_{pe} = 13$ et le potentiel vecteur normalisé atteint 3. Le laser est polarisé dans le plan perpendiculaire à la simulation. Au final, on retrouve une forme asymétrique de l'onde plasma et une injection d'électrons décalée sur la figure 3.5a. La dépendance angulaire de la distribution d'électrons avec l'énergie apparaît clairement sur la figure 3.5b après une propagation de 0.8 mm.

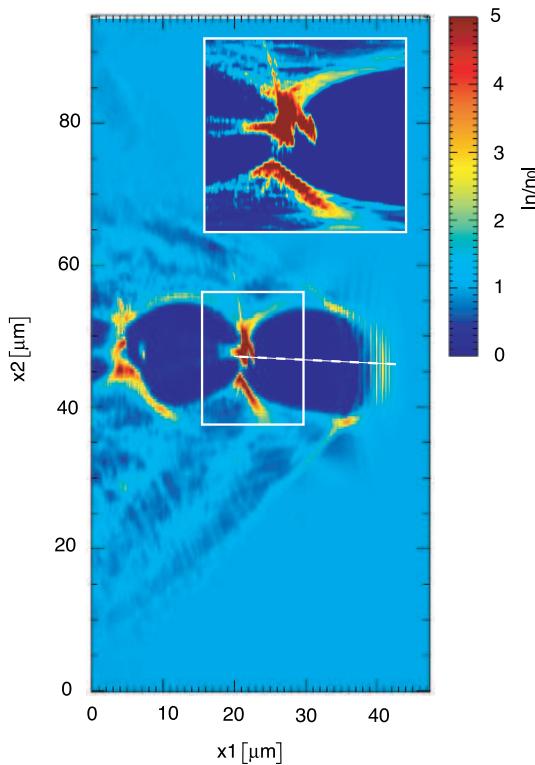


FIG. 3.4: (Couleur) Simulation PIC 3D : Profil de densité électronique après une propagation de $190 \mu\text{m}$. Le laser se propage de bas en haut. La représentation graphique se situe dans le plan contenant l'axe laser et la direction perpendiculaire à la polarisation.

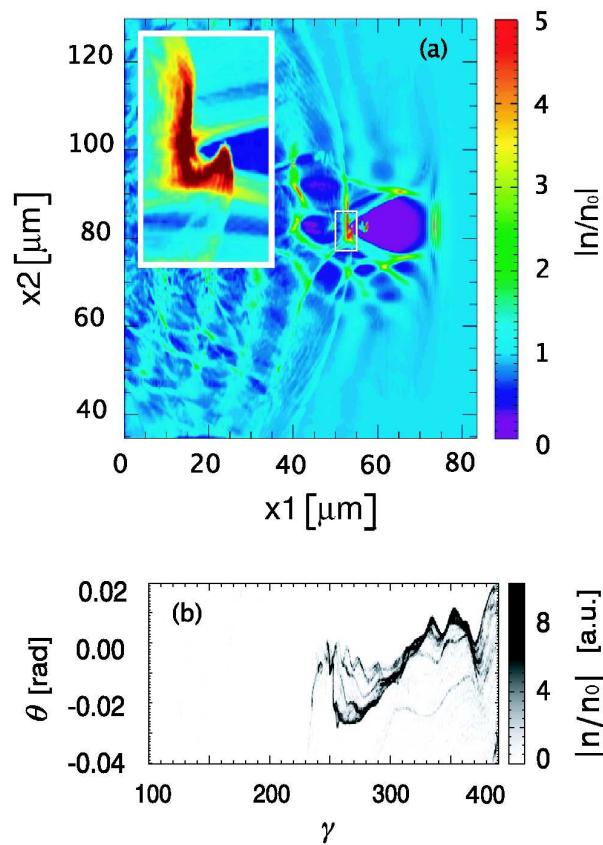


FIG. 3.5: (Couleur) Simulation PIC 2D : (a) Densité électronique après une propagation de 0.8 mm, (b) Dépendance de l'angle de la distribution des électrons avec l'énergie.

Ces travaux montrent qu'une impulsion laser initialement asymétrique peut conduire à une onde plasma elle aussi asymétrique. La corrélation entre énergie de l'électron et angle de sortie observée expérimentalement a aussi été reproduite, ce qui valide le scénario présenté. Ces travaux sur des conditions d'interaction non-idiéales sont innovants et mettent en évidence la dépendance de l'interaction sur les performances et les fluctuations de l'installation laser, inhérentes aux études expérimentales.

3.2 Rayonnement de transition

On se propose d'observer les structures fines du faisceau d'électrons par d'autres méthodes. On s'intéresse à la radiation de transition produite par un faisceau d'électrons relativistes à une interface métal-vide (Ginzburg et Frank, 1946; Goldsmith et Jelley, 1959). Cette technique est couramment utilisée dans les accélérateurs de particules pour mesurer les propriétés du faisceau d'électrons telles que l'énergie des électrons et la distribution angulaire (Wartski et al., 1975), la taille de source et la forme du paquet (Shibata *et al.*, 1992), la durée (Kung *et al.*, 1994) ou la période des micro paquets (Tremaine *et al.*, 1998). Comme c'est un effet d'interface, l'épaisseur de ce diagnostic peut être très fine, ce qui limite la diffusion des électrons, expliquant la popularité d'un tel détecteur.

3.2.1 Principe de l'OTR

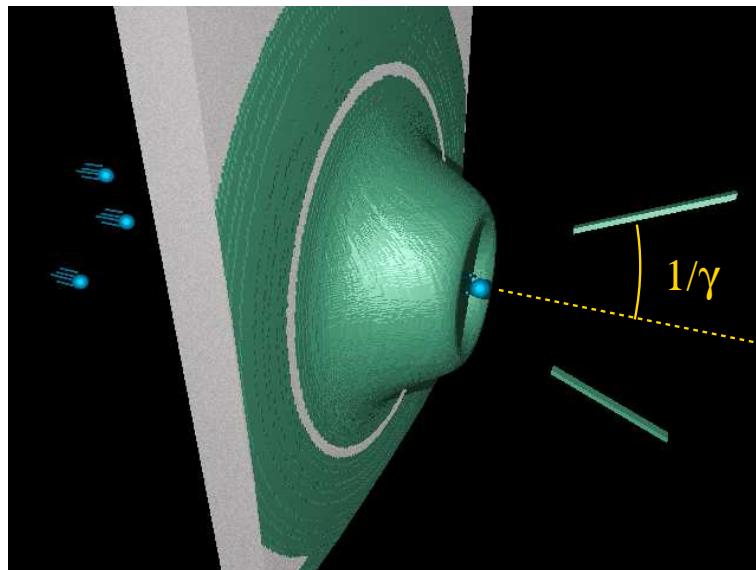


FIG. 3.6: (Couleur) Schéma de principe du rayonnement OTR généré à une interface par un électron. La surface verte donne l'amplitude de la partie propagative du champ électrique généré à l'interface. La divergence de cette radiation est en $1/\gamma$, où γ est le facteur relativiste de la particule.

Dans le domaine visible, on nomme ce rayonnement OTR (pour Optical Transition Radiation). Lorsqu'un électron traverse une interface, une onde électromagnétique est émise (voir Fig. 3.6). La contribution globale de tous les électrons crée un champ électrique dont

le spectre révèle les structures du faisceau d'électrons. Avant toute chose, voici un résumé des formules analytiques des deux théories décrivant la distribution angulaire et spatiale du champ électrique généré à une interface.

Distribution angulaire

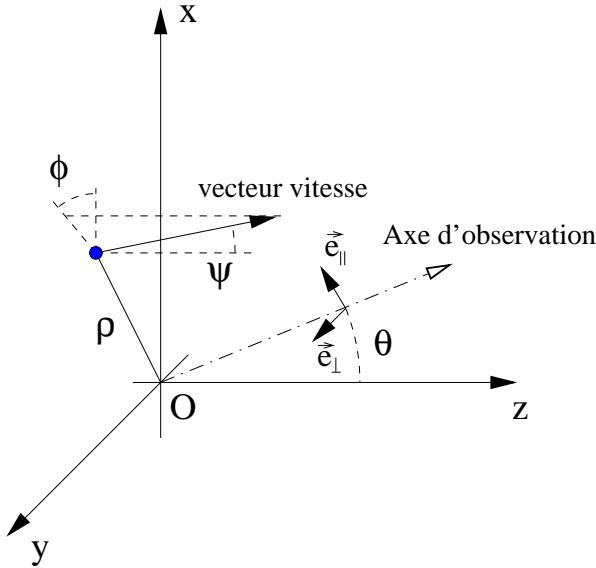


FIG. 3.7: Définition des paramètres pour la distribution angulaire du champ électrique.
Le point bleu montre la position d'impact de l'électron sur l'interface (x, O, y) .

Pour un électron relativiste, des formules analytiques donnent l'expression du champ électrique OTR rayonné en fonction de l'angle azimutal d'observation θ et des propriétés de l'électron à l'interface (son angle d'incidence ψ , sa distance à l'origine ρ , l'angle polaire ϕ de la projection du vecteur vitesse sur le radiateur et sa quantité de mouvement normalisée $u = \gamma\beta$) (Ter-Mikaelian, 1972; Schroeder et al., 2004). La géométrie est présentée en figure 3.7. L'interface se trouve à la position $z = 0$. Le champ électrique normalisé se projette suivant deux axes perpendiculaires $\vec{E}^{(Sch)} = E_{\parallel}\vec{e}_{\parallel} + E_{\perp}\vec{e}_{\perp}$. Le vecteur unitaire \vec{e}_{\parallel} est dans le plan (x, O, z) et le vecteur \vec{e}_{\perp} est collinéaire à (Oy) . Les composantes normalisées du champ électrique ont pour expression :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\parallel}(\theta, u, \psi, \phi) = \frac{u \cos \psi [u \sin \psi \cos \phi - \sqrt{1+u^2} \sin \theta]}{[\sqrt{1+u^2} - u \sin \psi \cos \phi \sin \theta]^2 - [u \cos \psi \cos \theta]^2} \\ E_{\perp}(\theta, u, \psi, \phi) = \frac{u^2 \cos \psi \sin \psi \sin \phi \cos \theta}{[\sqrt{1+u^2} - u \sin \psi \cos \phi \sin \theta]^2 - [u \cos \psi \cos \theta]^2} \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Ces formules correspondent au cas d'une interface entre un conducteur parfait et le vide. Cette théorie permet de tenir compte de l'angle d'incidence de l'électron, mais fait perdre l'information spatiale puisque la source OTR est considérée ponctuelle. Pour un électron incident perpendiculaire à la surface $\psi = 0$, le champ électrique se simplifie

considérablement, ce qui explicite la dépendance en $1/\gamma$ de la divergence, contenue dans le dénominateur :

$$\left\| \vec{E}^{(Sch)}(\theta) \right\|^2 = \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3.5)$$

Distribution spatiale

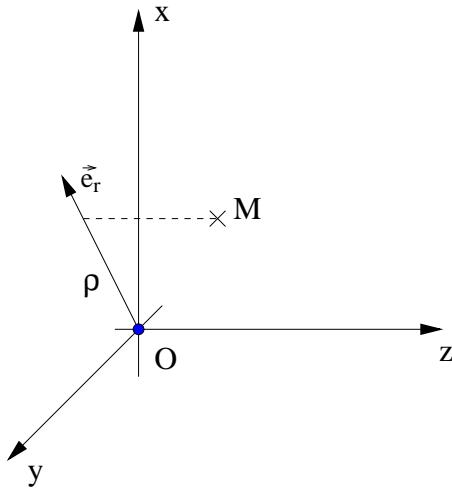


FIG. 3.8: Définition des paramètres pour la distribution spatiale du champ électrique. Le point bleu montre la position d'impact de l'électron sur l'interface (x, O, y).

D'autres travaux permettent de calculer le champ électrique généré par un électron arrivant perpendiculairement à la surface du radiateur (Castellano et Verzilov, 1998). Cette théorie donne la distribution spatiale du champ électrique qui s'établit à la surface du radiateur comprenant la contribution de l'électron incident (considéré comme un pseudophoton) et du rayonnement réfléchi par un conducteur parfait. L'origine du repère est le point d'intersection de l'électron et du radiateur. L'expression du champ électrique normalisé est obtenue en fonction des coordonnées cylindriques d'observation : z est la distance à la surface, ρ la distance entre l'origine et la projection du point d'observation sur le conducteur, ϕ qui est l'angle polaire correspondant n'intervient pas ici puisque le rayonnement généré est à symétrie cylindrique et polarisé radialement (suivant \vec{e}_r). La géométrie est présentée en figure 3.8. L'expression du champ électrique normalisé a pour expression :

$$\vec{E}^{(Ca)}(\rho, z) = \int_0^\infty \frac{t^2}{t^2 + (\beta\gamma)^{-2}} e^{-ikz\sqrt{1-t^2}} J_1(k\rho t) dt \vec{e}_r \quad (3.6)$$

où k est le vecteur d'onde de la composante spectrale étudiée et J_1 est la fonction de Bessel de premier type. Comme les auteurs le font constater, le terme exponentiel, qui fait intervenir la distance de propagation, montre que les modes qui se propagent correspondent au cas $t > 1$. Les autres modes constituent le champ quasi-statique qui s'établit à la surface du conducteur au passage de l'électron. L'intégrale peut donc se décomposer en une partie quasi-statique \int_0^1 et une partie propagative \int_1^∞ qui correspond à

la radiation émise. Dans la suite, je ne considère que la partie qui se propage. La figure 3.9 montre l'évolution de l'amplitude du champ électrique avec le rayon ρ pour $\gamma = 200$.

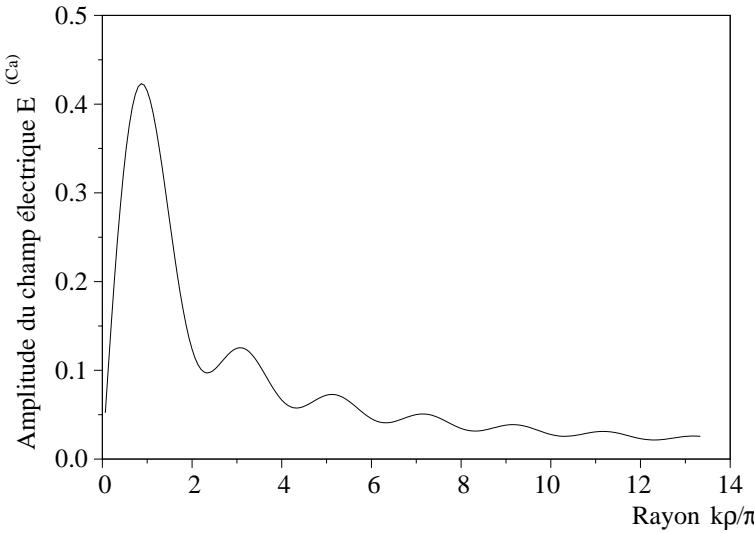


FIG. 3.9: Amplitude du champ électrique de l'équation 3.6 en fonction de la distance à l'impact de l'électron, pour $\gamma = 200$.

Calcul du déphasage

Pour une distribution d'électrons, la contribution individuelle au champ électrique de chaque électron doit faire apparaître le déphasage de la radiation émise. Ce déphasage comporte deux termes (voir Fig. 3.10) : un délai venant de la propagation des électrons jusqu'au radiateur δt_e , un autre décrivant le retard à l'émission dépendant des conditions d'observations δt_r . Le délai total s'écrit $\delta t = \delta t_e + \delta t_r$ et le terme de phase à introduire dans le champ électrique est $\exp(-i\omega\delta t)$ où ω est la pulsation de la radiation. Dans le cas du calcul de la distribution spatiale du rayonnement, le calcul est fait à la surface du radiateur et le deuxième terme du déphasage est donc nul $\delta t_r = 0$. Il ne reste alors que le terme dépendant de la vitesse et du trajet parcouru par l'électron.

Voici un exemple analytique pour comprendre le principe de cette mesure. On considère un faisceau d'électrons aux propriétés identiques (même énergie, même moment), issu d'une source ponctuelle. Ce faisceau est donc simplement caractérisé par sa distribution temporelle $f(t)$. Les électrons traversent un radiateur perpendiculaire à leur direction de propagation. Sous ces hypothèses, la radiation individuelle $\vec{E}(\theta)$ émise par chaque électron est identique. Le terme de déphasage dépend uniquement du temps d'arrivée de l'électron sur le radiateur et donc directement de la distribution temporelle de la source $f(t)$.

Si on calcule la distribution angulaire du rayonnement à la pulsation ω , on est amené à sommer le champ électrique de tous les électrons

$$\vec{E}_{tot}(\theta) = \sum_{k=1}^N \vec{E}(\theta) \exp(-i\omega\delta t(k)) \quad (3.7)$$

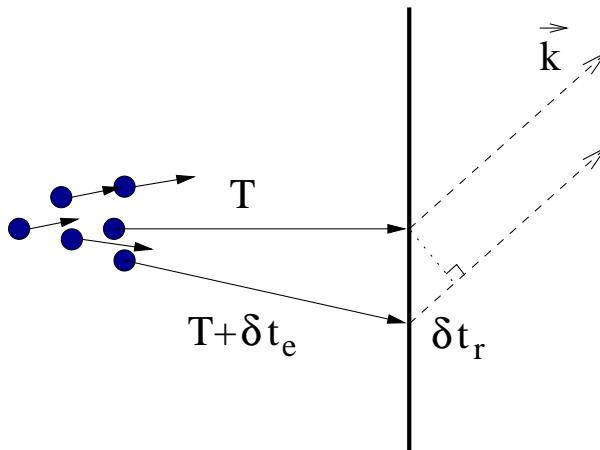


FIG. 3.10: Illustration du déphasage lors de la propagation des électrons (δt_e) et du déphasage lors de l'émission de la radiation (δt_r).

où $\delta t(k)$ est le retard de l'électron k à la surface. Ceci se réécrit à partir de la fonction de distribution $f(t)$ de la source (à un terme de phase constant près)

$$\vec{E}_{tot}(\theta) \propto \vec{E}(\theta) \int f(t) \exp(-i\omega t) dt = \vec{E}(\theta) \text{TF}(f)(\omega) \quad (3.8)$$

L'intensité mesurée sur le détecteur après intégration suivant les angles d'observation devient alors

$$I(\omega) \propto \int \left\| \vec{E}(\theta) \text{TF}(f)(\omega) \right\|^2 2\pi \sin(\theta) d\theta \equiv I_0 | \text{TF}(f)(\omega) |^2 \quad (3.9)$$

L'expression du champ électrique donnée dans l'équation 3.5 est indépendante de la pulsation. Cette équation montre donc que le signal mesuré sur le spectromètre dépend uniquement du module au carré de la transformée de Fourier de la distribution temporelle des électrons. Si des structures existent dans le faisceau d'électrons, elles apparaissent dans le spectre de la radiation émise aux longueurs d'onde correspondantes.

Ce calcul simplifié illustre la correspondance entre les structures du faisceau d'électrons et le spectre de la radiation émise. En réalité, le terme de phase est plus complexe et le signal ne peut pas être estimé simplement à l'aide d'une transformée de Fourier. Une simulation numérique permet de calculer le spectre de la radiation pour des distributions électroniques plus complexes. Ceci est présenté dans la section 3.2.4.

3.2.2 Dispositif expérimental

Afin d'observer les structures du faisceau d'électrons, les mêmes expériences que précédemment ont été reproduites en ajoutant une feuille d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur l'axe de propagation des électrons. Cette feuille, nommée le radiateur, a été placée à différentes distances de la source pour étudier la perte de cohérence de la radiation émise par le faisceau d'électrons. Cette épaisseur d'aluminium est suffisante pour s'assurer que l'ASE du laser ne perforera pas la feuille avant l'arrivée du maximum de l'impulsion laser, dans le but de protéger les diagnostiques. Une lentille de focale 300 mm image la surface

du radiateur sur la caméra CCD avec un angle de collection de 4° (largeur). En utilisant une lame de verre, nous mesurons simultanément le spectre visible du rayonnement en focalisant la radiation collectée sur la fente d'un spectromètre imageur à 150 traits/mm. Le dispositif expérimental est présenté en figure 3.11.

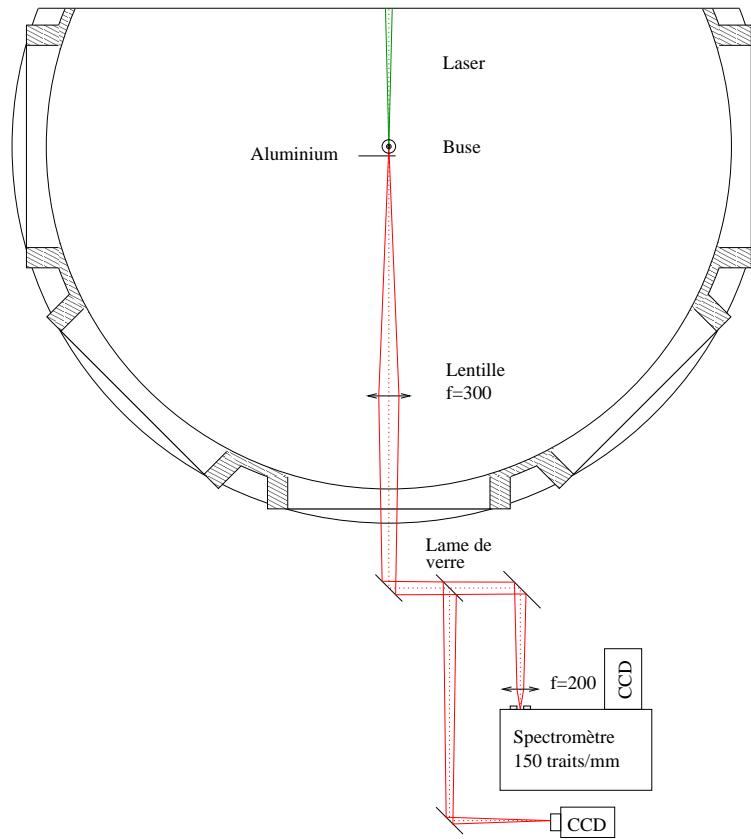


FIG. 3.11: (Couleur) Dispositif expérimental de la mesure du spectre OTR et de l'imagerie du radiateur.

La gamme spectrale utile est limitée à l'intervalle 400-850 nm à cause d'une chute de sensibilité en dehors de cette plage de longueur d'ondes. Parmi l'ensemble des tirs effectués, peu sont finalement exploitables à cause des fluctuations d'intensité du signal. Les spectres restants sont déconvolus de la réponse spectrale du système. L'étalonnage a été fait avec une lampe blanche (Oriel modèle 63355) de spectre connu, prêtée par le LULI.

3.2.3 Imagerie

La figure 3.12 montre les images obtenues en variant la distance entre le point d'interaction et le radiateur. On constate que les fluctuations de la position d'impact du paquet d'électrons à une distance de 140 mm sont importantes. Des fluctuations de ± 1.5 mm à une distance de 140 mm correspondent à un pointé se déplaçant de ± 10 mrad. Cette valeur coïncide avec les mesures faites sur le Lanex. Lorsque la position du radiateur s'éloigne, la taille du signal OTR ne change presque pas (de l'ordre de $200 \mu\text{m}$). L'émission reste très

intense sur une zone qui ne varie pas proportionnellement avec la distance. On n'observe donc qu'une fraction de la distribution électronique, celle où les structures du faisceau persistent au cours de la propagation et où l'émission est partiellement cohérente.

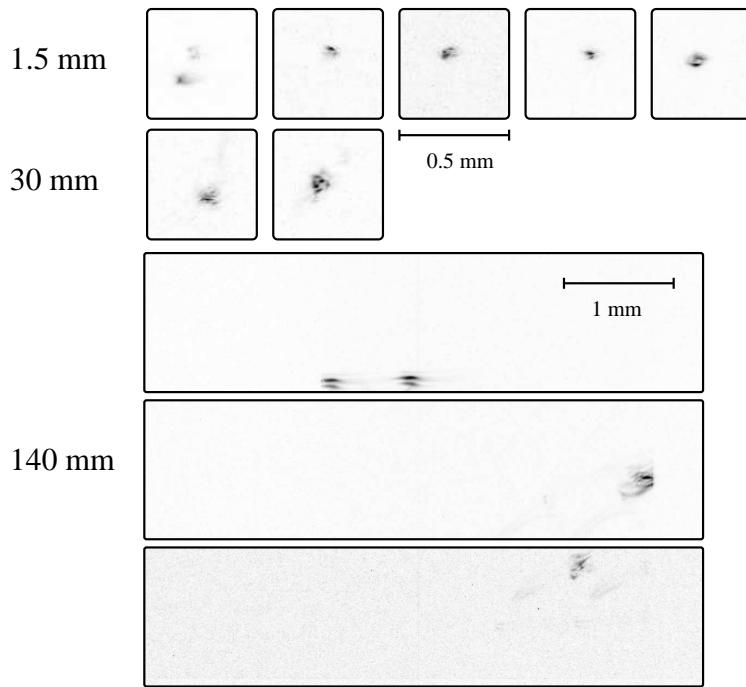


FIG. 3.12: Exemples d'images du rayonnement émis à la surface du radiateur pour différentes distances entre la source et le radiateur. Les 3 images de la série 140 mm sont à une échelle deux fois plus petite. L'écho de l'image situé à gauche est une réflexion sur la face arrière de la lame de verre utilisée pour l'imagerie. Les images sont normalisées indépendamment.

La diminution de l'énergie du signal rayonné en fonction de la distance du radiateur est représentée sur le graphique 3.13. L'énergie émise a été estimée à partir du nombre de compte total sur la caméra CCD en tenant compte de la réponse instrumentale absolue du système de détection dans la gamme 400-1000 nm. Pour une position donnée, on constate des variations importantes du signal. Cette diminution de plusieurs ordres de grandeurs de l'énergie émise provient d'une disparition progressive des structures du faisceau au cours de la propagation à cause de la dispersion de moments longitudinaux et transversaux. Si la source n'avait aucune structure, le nombre de compte intégrés serait resté le même, quelle que soit la distance du radiateur (l'angle de collection restant constant).

Voici justement le calcul du signal qui aurait été mesuré dans le cas d'une émission incohérente du rayonnement OTR. Connaissant la distribution angulaire et spectrale du rayonnement (Eq 3.4), l'angle de collection du rayonnement et la réponse spectrale de la caméra, il est possible de calculer le nombre de comptes mesurés pour un électron. Nous avons utilisé les spectres électroniques mesurés séparément au cours de cette expérience. Le niveau de signal obtenu, représenté en hachuré est nettement inférieur au signal expérimental, quelle que soit la distance. En particulier, à une distance de 1.5 mm, le signal mesuré est 5 ordres de grandeur au dessus du niveau incohérent. L'émission du

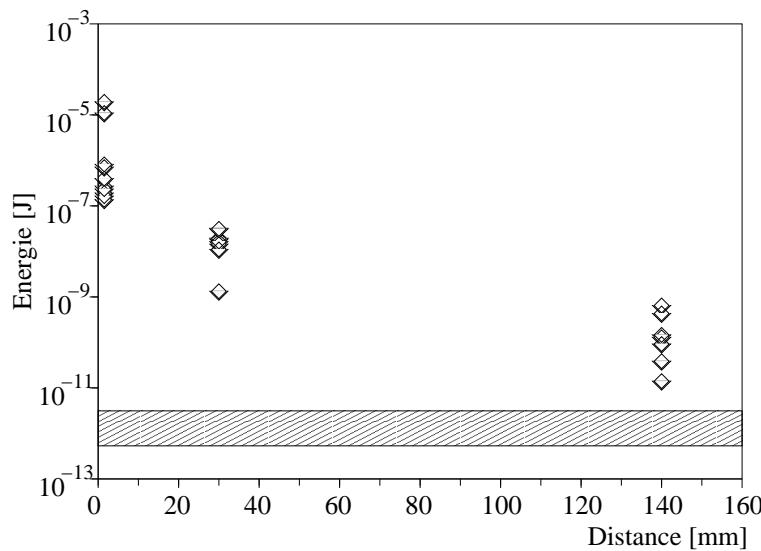


FIG. 3.13: Évolution de l'énergie OTR émise dans la gamme 0.4-1.0 μm en fonction de la distance entre le radiateur en la source. L'estimation de l'énergie émise tient compte de la détection absolue de la CCD et de la transmission spectrale des densités neutres. La zone hachurée correspond au signal calculé pour une émission incohérente à partir des spectres électroniques mesurés séparément.

rayonnement OTR est donc partiellement cohérente ce qui permet de mesurer des informations sur le retard relatif des électrons de la distribution (ou du moins de la fraction de la distribution électronique qui contribue efficacement à ce rayonnement intense).

3.2.4 Analyse spectrale

La figure 3.14 montre deux spectres obtenus après déconvolution de la réponse spectrale du dispositif de mesure. Pour ces tirs, un iris diaphragma le rayonnement collecté et le demi angle de collection valait respectivement de 3 et 8 mrad pour les spectres a) et b). Le fait de diaphragmer permet de faire ressortir l'émission des électrons les plus énergétiques. On remarque un signal piqué à différentes longueurs d'ondes (430, 570, 590 et 740 nm) dont la forme évolue tir à tir. Ces composantes spectrales révèlent les structures aux longueurs d'ondes correspondantes dans le faisceau d'électrons. Il a été vérifié qu'en l'absence de gaz, aucun signal n'était mesuré dans cette gamme. Il est probable que les électrons aient rejoint l'arrière de l'impulsion laser au cours de leur déphasage dans la cavité accélératrice et que leur distribution spatiale soit affectée par la composante transverse du champ électrique du laser. L'interaction des électrons accélérés avec le champ du laser a aussi été publiée récemment en observant l'évolution de l'ellipticité du paquet d'électrons avec la polarisation du laser (Mangles *et al.*, 2006).

Mais, on s'aperçoit alors immédiatement que la longueur d'onde centrale du pic diffère de la longueur d'onde du laser attendue (810 nm dans la pratique). En fait, l'onde plasma et l'automodulation de phase relativiste modifient le spectre du laser au cours de la propagation. Ainsi, il est montré en section 3.3.3 que ces effets conduisent à un décalage vers le bleu à l'arrière de l'impulsion laser, là où se trouvent les électrons. Il n'est

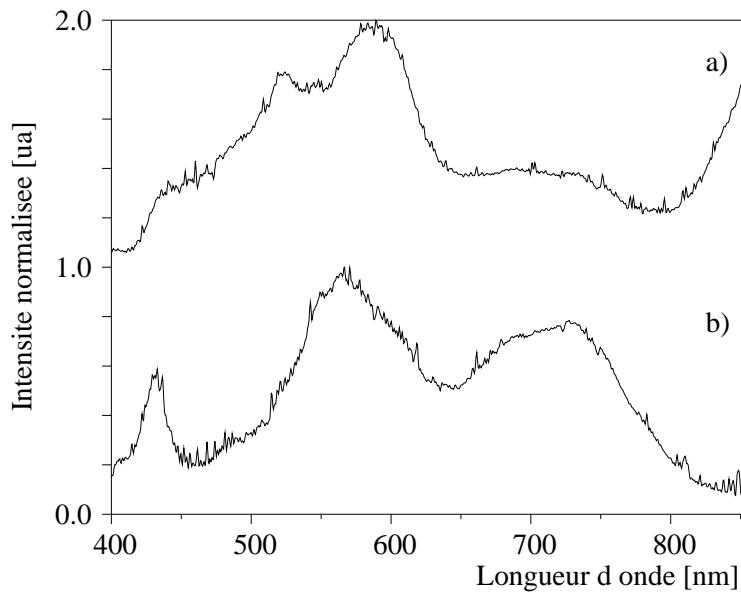


FIG. 3.14: Exemples de spectres OTR mesurés expérimentalement pour un radiateur placé à 30 mm, après déconvolution de la réponse instrumentale. La densité électronique pour ces tirs est $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Un iris est utilisé pour diaphragmer le rayonnement collecté. L'angle de collection vaut a) 3 mrad et b) 8 mrad.

donc par surprenant que la distribution des électrons soit modulée à une longueur d'onde différente de la longueur centrale du laser.

Afin de justifier ces observations expérimentales, j'ai calculé le spectre OTR émis par un paquet d'électrons issu d'une simulation particulière en utilisant les expressions du champ électrique rayonné par un électron à l'interface (équations 3.4 et 3.6). La distribution d'électrons utilisée est celle calculée (Faure et al., 2004) pour des conditions expérimentales similaires. La figure 3.15 permet d'apercevoir la structure dans le paquet d'électrons dans le plan de polarisation du laser. L'amplitude de ces oscillations croît à mesure que les électrons rejoignent le laser au cours de leur accélération dans la structure, signe que le champ électrique transverse est bien responsable de cette modulation. On constate dans la simulation qu'à cet instant, les électrons sont effectivement soumis à un champ électrique dont le spectre est décalé vers le bleu.

Le nombre d'électrons simulés est limité à 150000 pour limiter la durée de la simulation. Seuls les électrons d'énergie supérieure à 100 MeV ont été utilisés. Pour simplifier la propagation, les répulsions coulombiennes ont été négligées dans la propagation du paquet d'électrons. Du coup, les électrons se propagent en ligne droite suivant leur vecteur vitesse jusqu'au radiateur placé à l'abscisse $z = 100 \mu\text{m}$. Les électrons arrivent à des instants différents et le rayonnement est émis à des endroits différents sur le radiateur. Le champ électrique rayonné par chaque électron est donc déphasé en tenant compte de ces retards à l'émission de la radiation.

Certes, la position du radiateur ne correspond pas aux conditions expérimentales, mais cela permet de visualiser le spectre généré par un faisceau modulé. En raison du faible nombre d'électrons simulés, cette émission se retrouve dans le bruit incohérent après

quelques centaines de microns de propagation. Dans les conditions expérimentales, le nombre d'électrons est tellement supérieur à celui simulé que l'on peut voir de faibles fractions d'électrons générant un signal piqué même à grande distance.

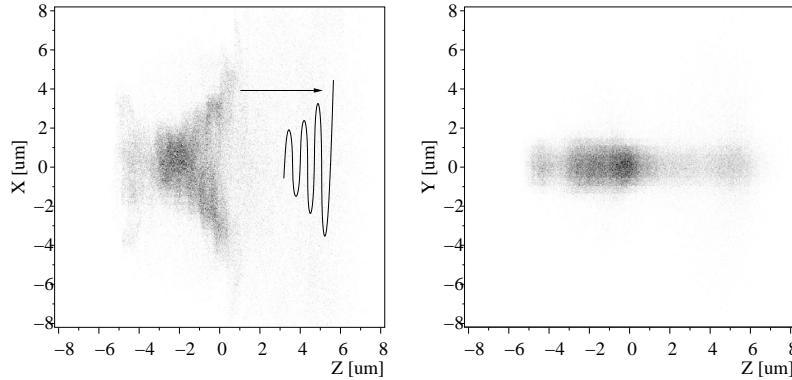


FIG. 3.15: Profil de densité électronique issu de la simulation PIC, (à gauche) dans le plan de polarisation du laser, (à droite) dans le plan perpendiculaire à la polarisation du laser. Les électrons se déplacent de gauche à droite. On voit à gauche une légère structure dans la densité électronique responsable du pic de rayonnement observé expérimentalement. Cette structure est reproduite sur une ligne pleine décalée vers la droite.

La figure 3.16 montre le signal OTR rayonné par ce paquet d'électrons pour les deux méthodes de calcul. On y voit un pic à 600 nm. La forme du spectre diffère légèrement mais l'amplitude est similaire. Les différences observées proviennent essentiellement des hypothèses de chaque théorie. L'équation 3.6 suppose que l'électron incident est perpendiculaire au radiateur. La longueur d'onde centrale du pic se trouve aussi à 600 nm comme montré expérimentalement. On remarque aussi la présence de la seconde harmonique vers 300 nm dans les simulations. Expérimentalement, la sensibilité de la caméra CCD ne permettait pas d'observer la seconde harmonique.

3.2.5 Oscillations dans le spectre OTR

Lorsque l'on place le radiateur à 1.5 mm, nous avons observé à plusieurs reprises des modulations dans le spectre émis (voir Fig. 3.17a). Cela ressemble à des interférences des deux sources émettrices. Deux sources décalées temporellement d'une durée τ donnent une intensité $I(\omega)$ sur le détecteur qui oscille en fonction de la pulsation :

$$I(\omega) \propto \langle |E(\omega)e^{i\omega t} + E(\omega)e^{i\omega(t+\tau)}|^2 \rangle_t \quad (3.10)$$

$$\propto 2 |E(\omega)|^2 \cos^2(\omega\tau/2) \quad (3.11)$$

A partir des données expérimentales, on obtient un décalage de $\tau = 74$ fs. Considérons tout d'abord les effets de propagation : (i) si l'énergie moyenne des électrons du premier paquet est plus élevée que dans le second (car l'amplitude de l'onde plasma s'atténue), les deux paquets d'électrons se distancent aussi au cours de leur propagation jusqu'au radiateur. (ii) De la même façon, si deux paquets d'électrons de même énergie n'ont pas la même

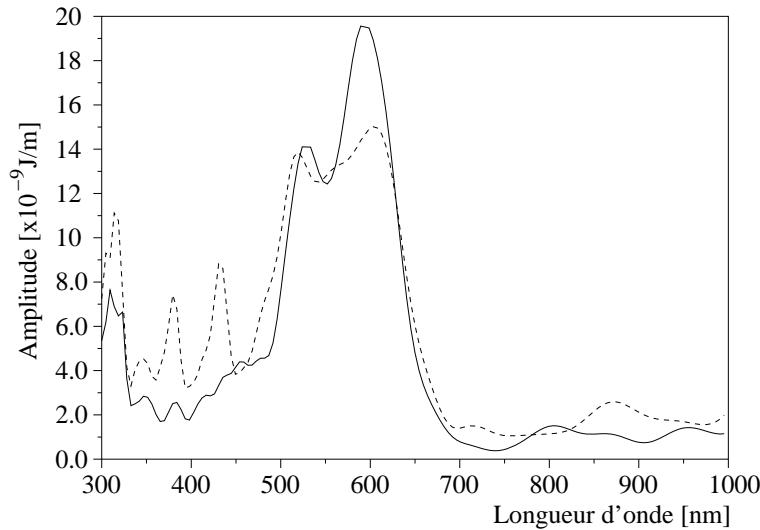


FIG. 3.16: Spectre du rayonnement OTR après une propagation de 100 μm , simulé à partir d'une distribution d'électrons issue d'un code particulaire en utilisant les équations 3.4 (ligne pleine) et 3.6 (tirets).

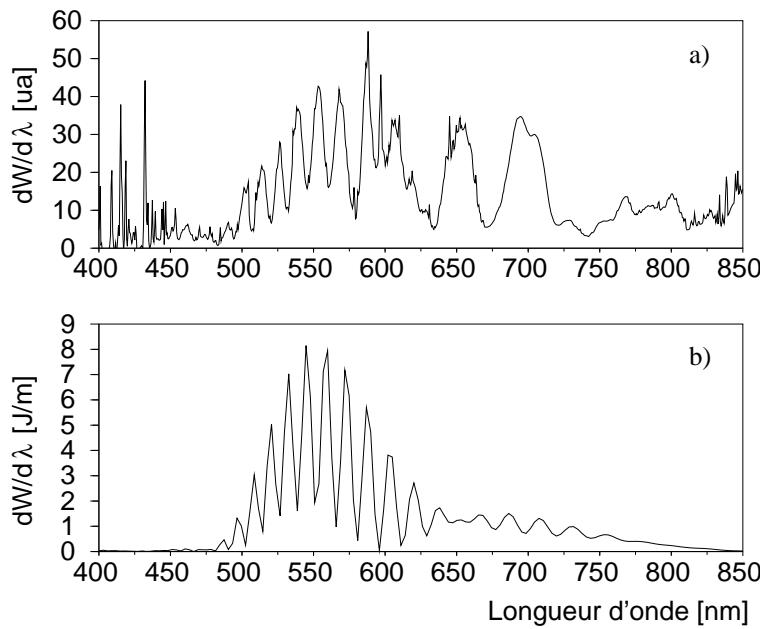


FIG. 3.17: Spectre du rayonnement OTR faisant apparaître des modulations. Le signal en dessous de 450 nm ne contient que du bruit : ces pics très fins proviennent des rayons X qui frappent directement la caméra.

trajectoire, ils atteignent le radiateur à des instants différents. Voici deux applications numériques de ces effets avec des valeurs réalistes de l'interaction.

Application numérique

Prenons deux paquets d'électrons de direction de propagation identique. Soient $\gamma_1 = 40$ et $\gamma_2 = 200$ leurs facteurs relativistes. Le délai les séparant après une propagation jusqu'au radiateur à la distance $L = 1.5$ mm s'écrit $\delta t_e \sim (1/\gamma_1^2 - 1/\gamma_2^2)L/(2c) = 1.5$ fs.

Considérons maintenant deux paquets d'électrons de même énergie se propageant dans des directions différentes. Le premier est orienté suivant l'axe laser et traverse perpendiculairement le radiateur. Le second fait un angle $\alpha = 10$ mrad avec cet axe. Cet angle permet d'assurer les interférences de la radiation émise car la distance qui sépare ces deux paquets d'électrons sur le radiateur vaut $15 \mu\text{m}$, ce qui est plus petit que la taille de la source OTR généralement estimée à $\gamma\lambda \sim 120 \mu\text{m}$ pour un électron de 100 MeV dont l'émission est à 600 nm. Le délai qui les sépare au niveau du radiateur vaut $\delta t_e = (1/\cos(\alpha) - 1)L/c = 0.25$ fs.

Ces applications numériques ne suffisent pas à expliquer le délai mesuré. Il est donc clair que les deux paquets d'électrons étaient initialement séparés et que l'accélération a eu lieu dans deux arches plasma différentes. On s'attend donc à un délai correspondant à la période plasma. Dans le cas linéaire, celle-ci vaut $\tau_p = 50$ fs à la densité électronique de ce tir ($n_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), ce qui est sensiblement plus faible que le délai mesuré expérimentalement. Mais dans nos conditions expérimentales, on s'attend effectivement à un allongement de la période plasma à cause du mouvement relativiste des électrons de l'onde.

Application numérique

La période plasma non-linéaire s'écrit $\tau_p^{NL} = \sqrt{\gamma_e}\tau_p$, où γ_e est le facteur relativiste des électrons. Ici, τ_p et τ_p^{NL} valent respectivement 50 et 74 fs. Ceci mène à $\gamma_e = 2.3$.

Lorsque le radiateur est placé à 1.5 mm de la source, la phase additionnelle liée à l'extension transverse du paquet d'électrons est négligeable par rapport à 2π . Pour une divergence habituelle du paquet d'électrons de $\theta_0 = 5$ mrad (demi-angle), ce terme de phase vaut $\pi\theta_0^2 l/\lambda = 0.23$ à une longueur d'onde de $\lambda = 500$ nm. Par conséquent, l'émission OTR ne dépend ici que de la structure longitudinale (temporelle) du paquet d'électrons.

Un exemple de distribution électronique et le spectre OTR correspondant en insertion sont montrés sur la Fig. 3.17b. Deux paquets d'électrons sont séparés de 75 fs et contiennent respectivement 70% et 30% de la charge pour le premier et le second paquets. Le spectre et la charge totale correspondent à des mesures effectuées avec le spectromètre à électrons pendant cette expérience. Le premier paquet d'électrons, situé juste derrière le laser, est modulé à 550 nm ce qui contribue à l'enveloppe du rayonnement OTR. Le deuxième paquet d'électrons, situé dans la deuxième arche, ne peut interagir avec le laser et génère un rayonnement large bande qui interfère avec le spectre piqué. La durée des paquets d'électrons vaut respectivement 10 fs et 3 fs pour le premier et deuxième paquets d'électrons. Pour ces durées, l'énergie OTR rayonnée coïncide avec les mesures faites par imagerie (Fig. 3.13). Il est important de noter l'ordre de grandeur de la durée de chaque paquet d'électrons (quelques femtosecondes). Ces valeurs dépendent faiblement des autres paramètres de la distribution électronique (profil de la distribution, fraction de charge dans chaque paquet, forme et amplitude des modulations du premier paquet).

L'interférence du signal OTR dans le domaine spectral a permis d'observer cette succession de paquets d'électrons dans l'interaction laser-plasma. Ce sont ces différents paquets d'électrons, d'énergie cinétique moyenne différente que l'on observe régulièrement sur le spectromètre à électrons.

Ces résultats montrent la mesure de structures dans le faisceau d'électrons qui génèrent un spectre piqué dans le domaine visible. L'émission de cette radiation, provenant de modulations de la distribution des électrons par le champ laser dont la longueur d'onde est décalée vers le bleu, perd en cohérence au cours de l'expansion du paquet d'électrons lors de sa propagation dans le vide. Le décalage en fréquence du laser à l'arrière de l'impulsion est présenté dans la section 3.3.1 pour expliquer aussi le rétrécissement temporel de l'impulsion laser. La structure du faisceau d'électrons peut être encore plus complexe et contenir éventuellement plusieurs paquets, ce qui donne des phénomènes d'interférences spectrales du signal OTR entre des paquets d'électrons femtosecondes. Des paquets d'électrons très brefs (de quelques femtosecondes) sont nécessaires pour reproduire l'énergie mesurée expérimentalement.

3.2.6 Mesures dans le domaine Térahertz

Des mesures similaires ont été effectuées dans une gamme de fréquences plus faible, correspondant à des longueurs d'ondes de 8-10 μm (Faure et al., 2006). Cela correspond à des fréquences de l'ordre de 30 THz. Cette expérience a été réalisée en collaboration avec le laboratoire d'Optique et Biosciences. Le dispositif expérimental est présenté en Fig. 3.18. Le même radiateur que précédemment est placé à une distance de $L = 3$ mm de la source d'électrons. Le rayonnement produit est cette fois-ci mesuré avec un détecteur infrarouge HgCdTe refroidit à l'azote liquide. Ce détecteur est sensible à des longueurs d'ondes plus courtes que 12 μm et est calibré de façon absolue. L'angle de collection est limité à $\theta_0 = 10$ mrad. Contrairement au cas précédent, la dimension du paquet d'électrons sur le radiateur $\theta_0 L$ est plus petite que la longueur d'onde observée, ce qui assure immédiatement la cohérence spatiale du signal. Ce détecteur est donc sensible aux structures temporelles du paquet d'électrons. On veut ainsi mesurer la présence de structures dans le paquet d'électrons à 8-10 μm . Ces longueurs d'ondes sont comparables à la longueur du paquet d'électrons. Si l'enveloppe du paquet d'électrons possède des structures à 30-50 fs, alors on devrait mesurer un signal dont l'émission est cohérente à 10 μm .

Les expressions du rayonnement OTR décrites précédemment pour les métaux restent valides dans ce domaine, et plus généralement pour des pulsations inférieures à la pulsation critique du métal. Celle-ci est définie comme la pulsation plasma liée à la densité d'électrons libres ($\sim 10^{16}$ Hz) (Jackson, 1925, p285).

La mesure de durée du paquet d'électrons dans le domaine Térahertz est une méthode utilisée sur les accélérateurs conventionnels (Kung et al., 1994). Cette méthode a déjà été utilisée pour des faisceaux d'électrons issus de l'interaction laser-plasma mais dans un domaine de longueur d'ondes différent (0.1-1 mm) (Leemans et al., 2004). Il est aussi possible de mesurer cette durée en utilisant des méthodes électro-optiques (Yan et al., 2000; Wilke et al., 2002). Ceci est basé sur la mesure de la rotation de polarisation induite par le champ électrique du paquet d'électrons lors de son passage près d'un cristal biréfringent. Cependant, la géométrie des expériences rend très délicate la mesure d'impulsions plus courtes que 100 fs.

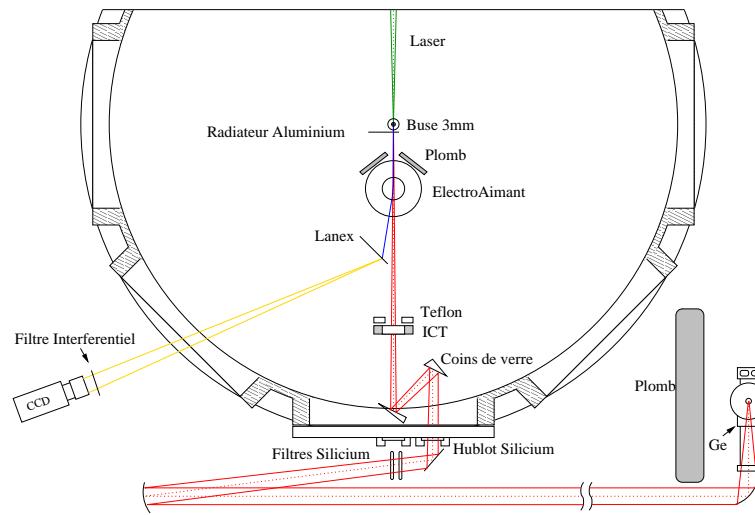


FIG. 3.18: Dispositif expérimental pour la mesure de la radiation de transition dans le domaine $8\text{--}10 \mu\text{m}$.

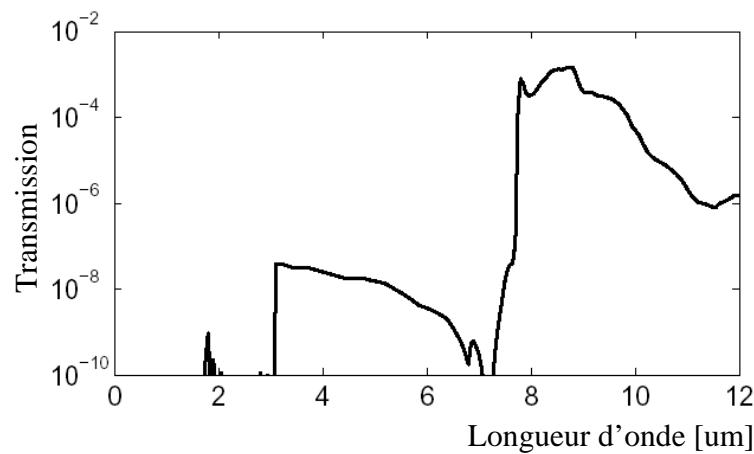


FIG. 3.19: Transmission globale incluant les transmissions des filtres de germanium, de silice, les lames de verre en réflexion et le filtre interférentiel.

La transmission globale des filtres (germanium, silice, coins de verre, filtre interférentiel) est présentée en Fig. 3.19. Elle est maximale à $8\text{-}10 \mu\text{m}$ et fortement atténuee pour le laser. Nous avons vérifié expérimentalement qu'aucun signal n'était obtenu en l'absence de gaz, lorsque le laser frappe directement le radiateur. En présence de gaz, nous avons mesuré un intense signal à $8\text{-}10 \mu\text{m}$. En prenant en compte les calibrations effectuées, on peut estimer l'énergie rayonnée $dW/d\lambda$ à $(6.5 \pm 3) \times 10^{-10} \text{ J}/\mu\text{m}$.

Lors de cette expérience, nous avons mesuré aussi séparément le spectre des électrons. A partir des spectres, on peut estimer le niveau de signal dans un cas incohérent. Ceci s'obtient en sommant toutes les contributions des électrons.

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \Big|_{Inc} = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \sum_{n=1}^N \left\| \vec{E}^{(n)} \right\|^2 \quad (3.12)$$

où N est le nombre d'électrons au dessus de 50 MeV, $\left\| \vec{E}^{(n)} \right\|$ est la norme du champ électrique rayonné par l'électron n pour un angle d'incidence supposé nul (Eq. 3.5). Il a été présenté plus haut que le rayonnement OTR généré par un électron de facteur relativiste γ se propage avec une divergence en $1/\gamma$. A cause d'un angle de collection de 10 mrad, la radiation émise par les électrons d'énergie inférieure à 50 MeV contribue donc très peu au signal mesuré.

La figure 3.20 montre ce niveau de signal et celui pour une émission incohérente obtenus par l'Eq. 3.12. On voit que le signal incohérent est inférieur au signal mesuré de plus de trois ordres de grandeurs. Ceci permet d'affirmer qu'une partie du signal est cohérente à cette longueur d'onde, et donc que le paquet d'électrons possède des structures temporelles inférieures à 50 fs.

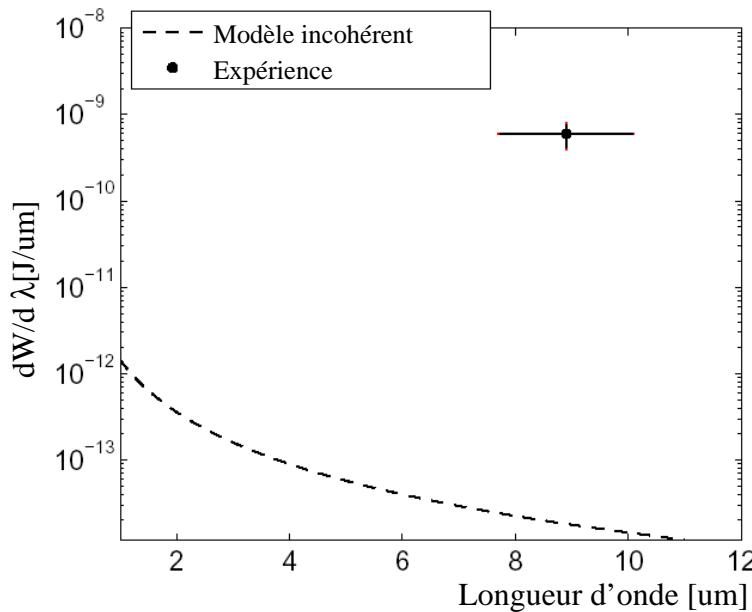


FIG. 3.20: Énergie spectrale rayonnée : (point) niveau de signal mesuré sur le détecteur en prenant en compte le facteur de transmission du dispositif, (tirets) niveau obtenu pour le modèle d'émission incohérente.

La figure 3.21 montre l'évolution du signal infrarouge et du nombre d'électrons en fonction de la densité électronique. On remarque que l'optimum de signal cohérent correspond aux conditions optimales d'interaction lorsque le spectre d'électrons contient des particules de hautes énergies. Les barres d'erreurs sur les différents signaux ne permettent pas de déterminer si le signal infrarouge évolue linéairement ou quadratiquement avec le nombre d'électrons.

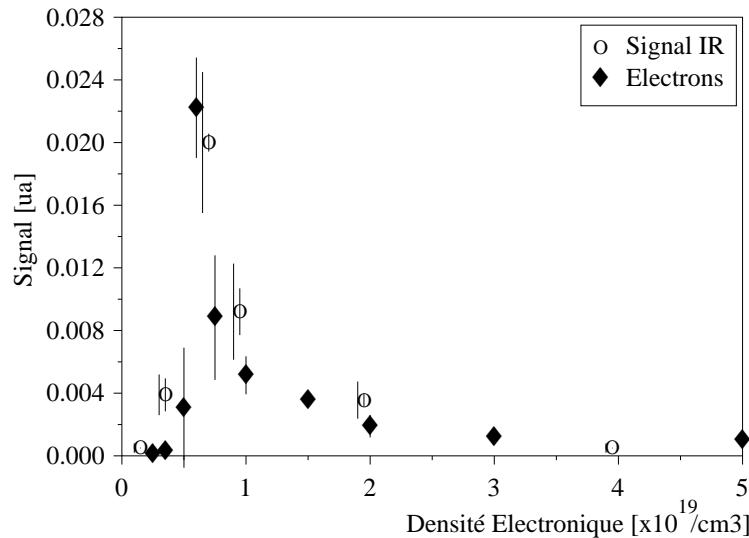


FIG. 3.21: Signal infrarouge et nombre d'électrons mesurés en fonction de la densité électronique. Les barres d'erreur sur le signal infrarouge correspondent au bruit d'origine électromagnétique mesuré pendant la mesure. Le signal lié aux électrons contient deux barres d'erreur liées au niveau de bruit (à gauche des cercles) et fluctuations statistiques (au centre des cercles).

Finalement, cette mesure montre que le rayonnement généré par le faisceau d'électrons est partiellement cohérent et qu'il contient des structures temporelles de 30-50 fs. En essayant de reproduire le niveau de signal mesuré à partir de formes réalistes de l'enveloppe du faisceau d'électrons, il est possible d'estimer la durée du paquet d'électrons à moins de 100 fs (Faure et al., 2006).

3.3 Mesure des propriétés du laser

Les diagnostics présentés jusqu'à présent concernent exclusivement les propriétés du faisceau d'électrons. Nous avons aussi mesuré les propriétés du laser transmis (Faure et al., 2005). Je commence par présenter les mécanismes responsables du rétrécissement de l'impulsion laser.

3.3.1 Mécanisme de rétrécissement temporel

Dans le plasma, la propagation du champ électrique dépend de l'indice du milieu (voir Eq. 1.5). Dans le cadre d'une interaction faiblement relativiste où on linéarise la réponse

du plasma, l'indice de réfraction dans le cas très sous-dense ($\omega_p \ll \omega_0$) et en présence d'un champ laser polarisé linéairement s'écrit

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n} - \frac{\langle a^2 \rangle_t}{2} \right) \quad (3.13)$$

où on distingue deux types de corrections, dépendant de la position $\xi = z - ct$:

- $\delta n/n$ est la perturbation de densité électronique liée à l'onde plasma. Dans le cas d'impulsions longues, ce terme donne naissance à l'instabilité d'automodulation présentée en Sec. 1.4.2.
- $\langle a^2 \rangle_t/2$ est la correction relativiste à l'indice de réfraction du plasma. Ce terme est responsable de phénomènes tels que l'automodulation de phase relativiste et l'auto-focalisation relativiste (Sec. 1.3.2). L'opérateur $\langle . \rangle_t$ désigne la moyenne temporelle sur un cycle laser.

Le décalage de fréquence introduit par cet indice optique s'écrit :

$$\delta\omega = \omega_0 \int \frac{\partial \eta}{\partial \xi} dz \quad (3.14)$$

Le décalage de fréquence engendré par ces deux perturbations est montré séparément sur les courbes Fig. 3.22b-c. Au total, la partie intense du laser se trouve principalement dans une région de décalage vers le rouge (Fig. 3.22d). Cette variation locale de l'indice du plasma engendre aussi une variation locale de la vitesse de groupe du laser

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \right) \right) \quad (3.15)$$

Ceci est illustré sur la courbe Fig. 3.22e. On remarque que l'avant de l'impulsion se propage plus lentement et l'arrière plus vite que la vitesse obtenue sans correction. Ceci conduit donc au rétrécissement temporel de l'impulsion laser au cours de la propagation dans le plasma.

Cette explication unidimensionnelle correspond à des hypothèses simples mais permet de comprendre l'origine des résultats observés.

3.3.2 Élargissement du spectre de l'impulsion laser

Le laser transmis est atténué fortement par un coin de verre utilisé en réflexion et une pellicule de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La lumière laser est collectée par un miroir sphérique et l'impulsion sort par un hublot de $300 \mu\text{m}$ de mylar. L'intensité est suffisamment faible pour pouvoir négliger les effets non-linéaires dans cette fenêtre. La figure 3.23 montre deux voies de diagnostics utilisés simultanément : l'autocorrelateur monotor et le spectromètre. Le faisceau est à nouveau atténué par des pellicules et un coin de verre pour adapter l'intensité à la sensibilité des caméras. Nous utilisons une CCD 8 bits sur l'autocorrelateur monotor et une caméra Andor 16 bits sur le spectromètre. Le laser est focalisé sur la fente d'entrée du spectromètre imageur contenant un réseau de 300 traits/mm.

La figure 3.24 montre le spectre laser transmis pour différentes densités électroniques, en tenant compte des réponses spectrales du réseau et de la caméra. Sans gaz, on obtient

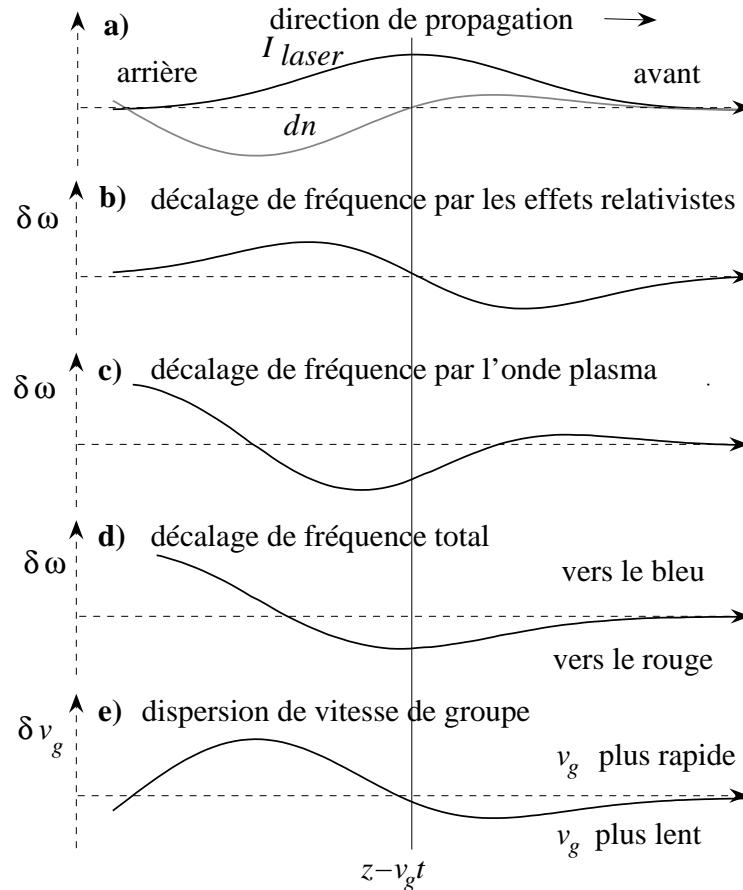


FIG. 3.22: Illustration du principe de rétrécissement temporel de l'impulsion : a) Intensité laser et perturbation de densité électronique, b) décalage de fréquence dû au facteur relativiste, c) décalage de fréquence dû à l'onde plasma, d) somme des décalages, e) dispersion de vitesse de groupe.

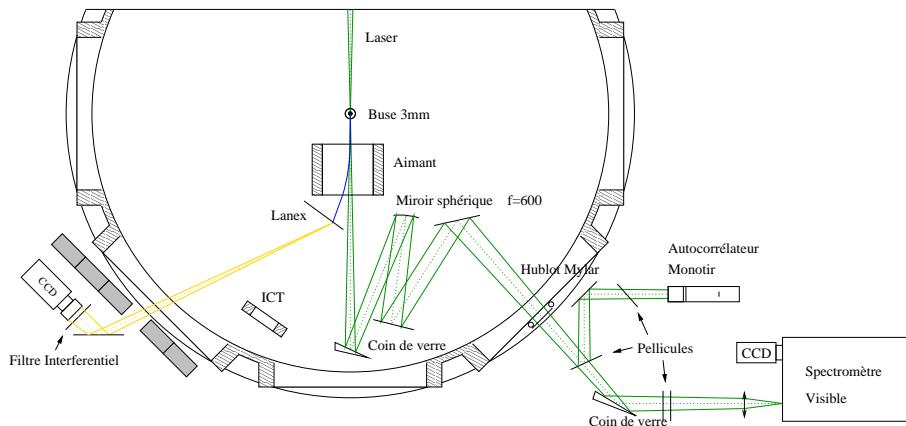


FIG. 3.23: Dispositif expérimental pour la mesure simultanée de la durée et du spectre du laser transmis.

un spectre de 35 nm de large (à mi-hauteur). En présence de gaz, on observe un élargissement et un décalage important vers le rouge, témoignant de l'effet des ondes plasmas et des effets relativistes. La largeur du spectre atteint 100-150 nm à mi-hauteur, ce qui correspond à une limite de 7-8 fs par transformée de Fourier. Bien entendu, l'élargissement du spectre est une conséquence d'un rétrécissement temporel mais la réciproque n'est pas vraie. Nous avons donc aussi utilisé un autocorrélateur monotir.

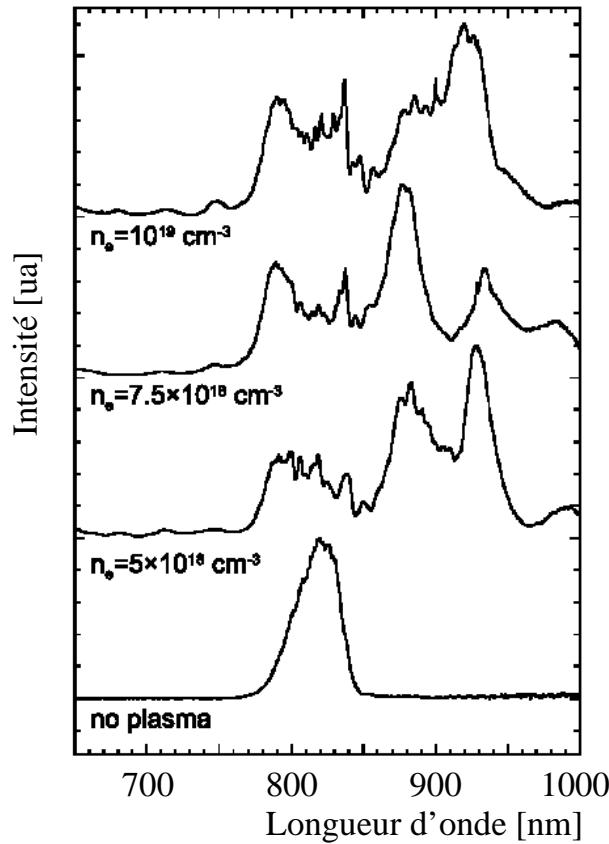


FIG. 3.24: Spectre laser transmis pour différentes densités électroniques.

3.3.3 Rétrécissement temporel de l'impulsion

La description de l'autocorrélateur utilisé est donnée dans (Rebibo, 2000). Il est composé d'un cristal de BBO d'épaisseur 50 μm , de type I. Le faisceau laser était séparé en deux parties lors de la réflexion sur un prisme et chaque partie était envoyée dans le cristal avec un angle d'incidence de 5° . La durée minimum d'impulsion mesurable est de 10 fs et comprend la résolution liée à la géométrie de 2 fs et l'accord de phase dans le cristal de BBO qui réduit la bande passante de la mesure à des impulsions d'au moins 10 fs.

La figure 3.25 montre les signaux obtenus sur l'autocorrélateur avec et sans gaz. On observe un rétrécissement important du signal d'autocorrélation de l'impulsion avec gaz. Sans gaz, le signal d'autocorrélation donne une largeur à mi-hauteur de 53 ± 2 fs. Il est nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de l'impulsion pour retrouver la largeur. En considérant une impulsion incidente gaussienne temporellement, on obtient une durée

initiale du laser de 38 ± 2 fs. En présence de gaz, le signal d'autocorrélation est rétréci à 14 ± 2 fs. Ici, il est plus difficile d'estimer la forme de l'impulsion. En prenant des cas extrêmes simples, on peut considérer une impulsion carrée (cas le moins favorable), ce qui donnerait une largeur à mi-hauteur de 14 fs, ou une impulsion gaussienne (cas idéal), ce qui donnerait une largeur à mi-hauteur de 9.9 ± 1.4 fs, ce qui est proche de la résolution du détecteur. Il existe des formes temporelles plus complexes qui peuvent mener à un signal d'autocorrélation étroit bien que l'impulsion ait une enveloppe large (Trebino, 2002). Bien que des impulsions lasers aussi déformées en plasma sous-dense soient peu probables, des mesures complémentaires avec les techniques Spider ou Frog seront nécessaires.

On remarque aussi qu'en présence de gaz, l'image est plus lisse que sans gaz. Cela semble logique, au vu du fonctionnement de cet "autocorrelateur". En réalité, cet instrument donne un signal proportionnel à la corrélation de deux parties différentes d'une même impulsion laser. Il me semble plus adapté de parler de corrélateur monotir. En particulier, il ne faut pas s'attendre à avoir forcément un signal symétrique. La corrélation spatiale du laser issu des étages d'amplification, bien que filtrée dans les filtres spatiaux, donne un signal qui présente des inhomogénéités en l'absence de gaz. L'image de gauche montre donc la corrélation de deux parties du laser spatialement différentes, contenant tous les défauts d'intensité et de phase du faisceau. A l'inverse, lors de la propagation dans le plasma, les effets non-linéaires mélangent toute l'information spatiale et corréleront ainsi les différentes parties du faisceau. En sortie, la diffraction du laser contribue elle aussi à mélanger l'information en champ proche où s'effectue la mesure. Par conséquent, la corrélation de deux parties différentes du faisceau est nettement plus symétrique longitudinalement et homogène verticalement en présence de gaz. On assiste à un phénomène de lissage par le plasma. Néanmoins, cet effet n'était pas systématique sur tous les tirs.

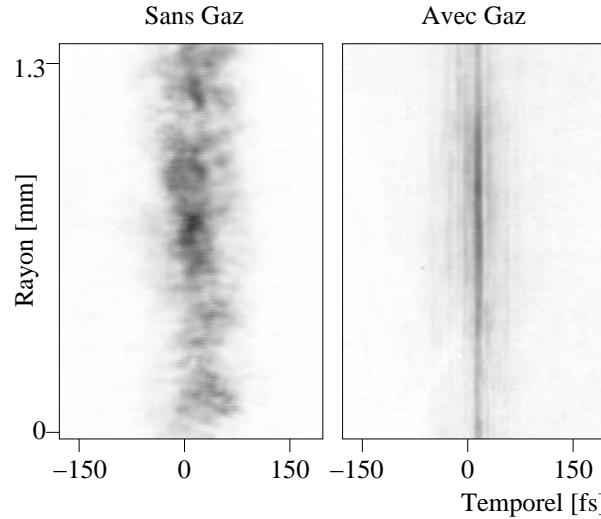


FIG. 3.25: Signaux obtenus sur l'autocorrelateur monocoup avec et sans gaz. La densité électronique avec gaz est de $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Enfin, on observe aussi la présence de pics secondaires dans le signal d'autocorrélation avec gaz. Ceci peut être reproduit mathématiquement si on introduit, par exemple, trois pics secondaires dans le profil temporel d'intensité du laser. Ceci peut se produire si l'impulsion laser ne rentre pas totalement dans la première arche de l'onde plasma.

En particulier, lorsque nous augmentons la densité électronique (i.e. on diminue la longueur d'onde plasma), on observe un signal d'autocorrélation modulé plutôt que rétréci (Faure et al., 2006) (voir Fig. 3.26). Ceci rejoint la distinction entre les régimes de sillage automodulé (Sec. 1.4.2) et sillage forcé (Sec. 1.4.2).

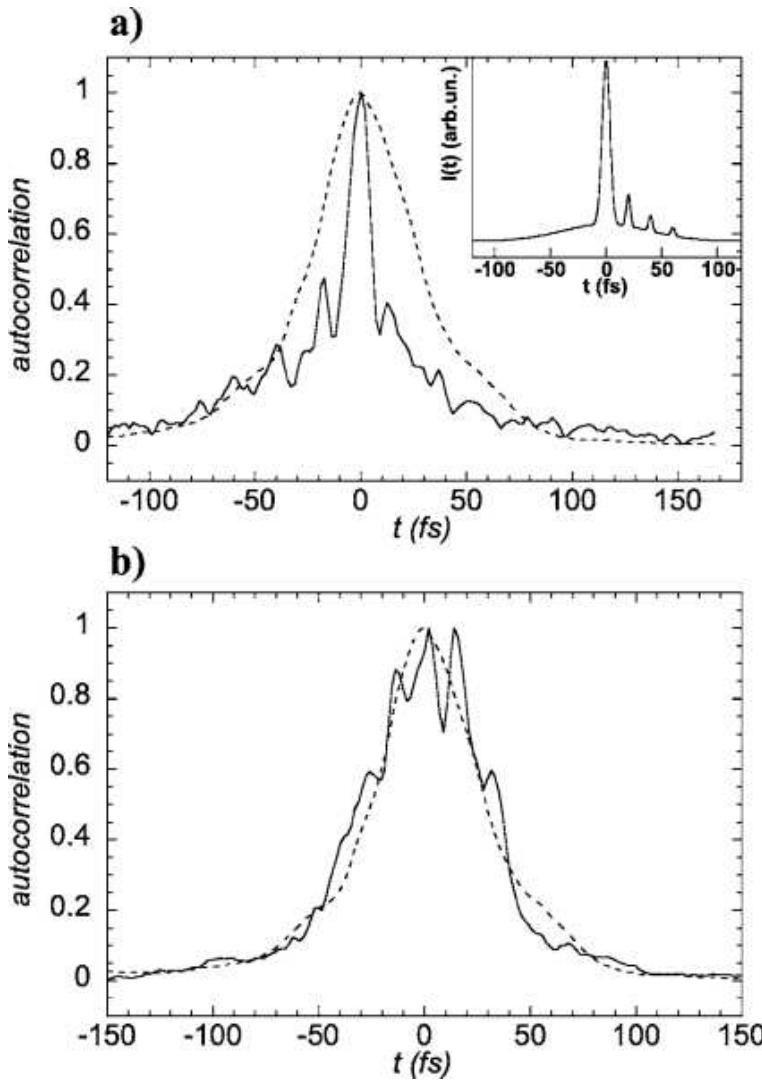


FIG. 3.26: Signal d'autocorrelation pour deux densités différentes : a) $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et b) 10^{19} cm^{-3} . La courbe en pointillés représente le profil d'autocorrélation sans gaz. L'encart du graphique a) représente une forme possible d'impulsion laser donnant cette trace d'autocorrélation.

Pour conclure, l'impulsion laser a vraisemblablement été rétrécie de 38 fs à une durée de 10-14 fs lorsque l'impulsion laser est proche de la résonance avec l'onde plasma. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour confirmer ce rétrécissement temporel. L'efficacité de compression est estimée à $20 \pm 5\%$ de l'énergie initiale. De telles propriétés sont intéressantes car la largeur spectrale d'amplification des cristaux dans les chaînes lasers puissantes limitent la durée de l'impulsion à des valeurs de l'ordre de 30 fs. Les techniques permettant d'atteindre des durées plus courtes que 10 fs sont utilisées

à basse énergie (auto-modulation dans des tubes capillaires, amplification paramétrique optique). Leur utilisation à haute énergie reste encore à démontrer.

3.3.4 Intensité laser transmise

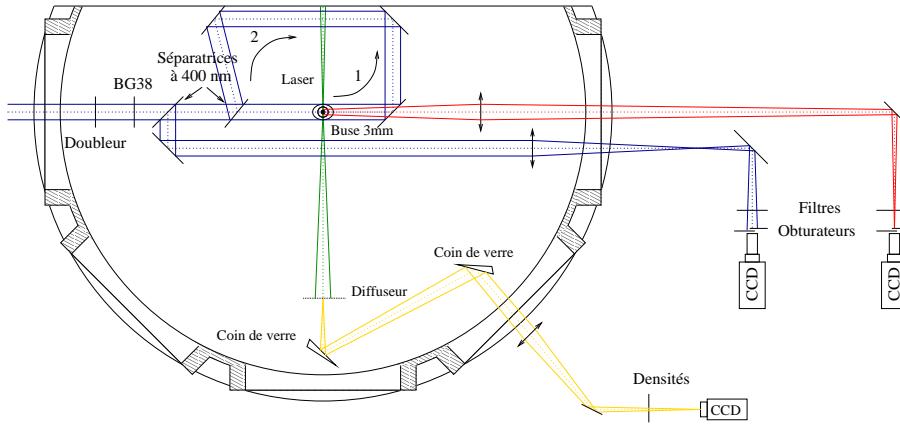


FIG. 3.27: Dispositif expérimental comprenant : l'imagerie du papier diffuseur, l'interférométrie et le diagnostic de diffusion Thomson.

Un diagnostic simple permettant de visualiser la répartition d'intensité laser transmise après l'interaction a été installé (voir Fig. 3.27). L'écran de visualisation est une feuille de papier optique placée perpendiculairement à l'axe laser à une distance de 36 cm du lieu de l'interaction. Ce diffuseur très fin est imposé sur une caméra CCD. Deux lames de verre en réflexion et des densités neutres sont utilisées pour atténuer l'intensité du laser. La figure 3.28 montre le profil d'intensité mesuré avec et sans gaz. Sans gaz, on mesure une distribution relativement uniforme dans un cercle correspondant à la divergence du faisceau laser. En présence de gaz, une partie de l'énergie du laser est diffusée lors de l'interaction. On observe alors une composante diffusée beaucoup plus large superposée à la partie du laser qui reste contenue dans le cône de divergence initiale.

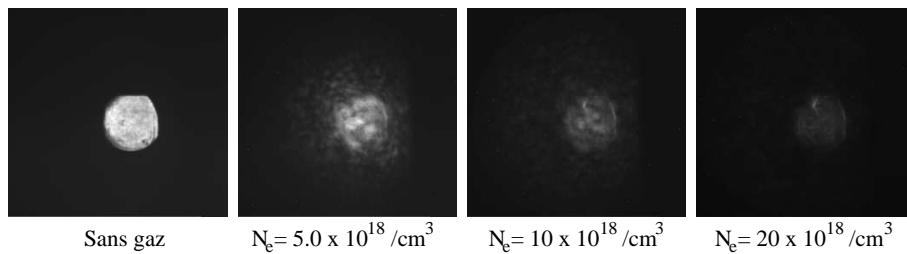


FIG. 3.28: Distribution spatiale d'intensité sur le diffuseur pour différentes densités électroniques. A gauche, le profil spatial du laser sans gaz. Les images ont toutes les mêmes niveaux de gris.

En intégrant le signal contenu dans l'angle solide limité par la divergence naturelle du laser, on peut estimer la fraction de signal contenue dans ce cercle en fonction de la densité

électronique. Le graphique 3.29 synthétise cette dépendance. Plus la densité électronique augmente, plus l'énergie laser est diffusée par le plasma et le signal transmis diminue.

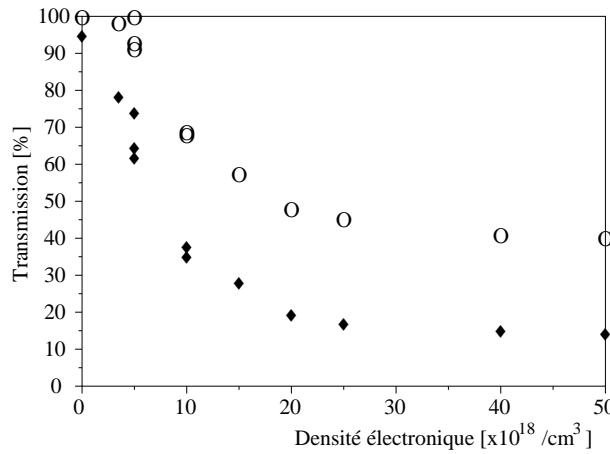


FIG. 3.29: Fraction d'intensité laser intégrée sur tout le diffuseur (cercles) et dans l'angle de collection du rayonnement égal à la divergence du laser sans gaz (losanges pleins).

Si le diffuseur est optiquement fin, alors il agit comme un filtre atténuateur sur le rayonnement électromagnétique incident. On considère ici que le signal mesuré est proportionnel à l'intensité laser. Dans ce cas, la courbe 3.29 donne la fraction d'énergie laser contenue dans le cône laser après l'interaction. On remarque alors que pour une densité électronique de $6.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on a un transmission d'environ $40\% \pm 10\%$ dans le cône de divergence du laser sans gaz. Cette valeur concorde avec l'estimation faite pour la même ouverture sur l'autocorrelateur monotir. En utilisant tout l'angle de collection, on estime que $20\% \pm 10\%$ de l'énergie laser est diffusée en dehors de ce cône de collection. Finalement, il reste $40\% \pm 10\%$ d'énergie laser qui est absorbée dans les ondes plasmas dont une partie sert à l'accélération des électrons.

3.3.5 Diffusion Thomson

La radiation dipolaire électromagnétique émise lors du mouvement d'un électron isolé dans le champ électromagnétique du laser est appelée diffusion Thomson. Le lobe d'émission de cette radiation électromagnétique à la fréquence du laser est dirigée suivant l'axe vertical (perpendiculaire à la table optique). Un miroir est donc placé au dessus de la buse et une lentille collecte le rayonnement pour imager le plasma sur la CCD (voir Fig. 3.27). La figure 3.30 montre un exemple d'imagerie. On distingue un signal intense à l'endroit où le laser est focalisé, suivi d'une traînée moins intense sur une plus longue distance. Parfois, nous observons plusieurs pics successifs d'intensité laser, sans doute liés à des refocalisations successives de l'impulsion. Ce diagnostic permet de visualiser la propagation du laser.

La signification physique du signal observé n'est pas évidente. Le signal mesuré S dépend de l'intensité laser $I(y)$ et de la densité électronique $n_e(y)$ (voir Eq. 3.16) (Thomson, 1928). Dans le cas d'une impulsion laser de très faible intensité pour que la perturbation

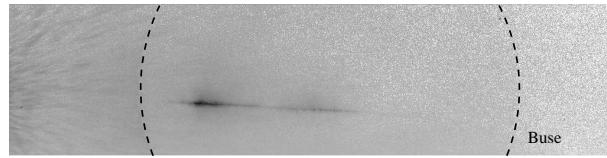


FIG. 3.30: Exemple d'imagerie de diffusion Thomson. La laser est focalisé dans le front montant de profil de densité du jet de gaz et se propage de la gauche vers la droite. Les pointillées représentent l'orifice de la buse de diamètre 3 mm en arrière plan.

de densité du plasma soit négligeable dans l'émission du rayonnement, le signal dépend alors uniquement de l'intégrale de l'intensité laser suivant une ligne de vue.

$$S \propto \int I(y)n_e(y)dy \quad (3.16)$$

Mais dans nos conditions expérimentales très non-linéaires, la densité électronique est fortement perturbée par le passage de l'impulsion laser et le signal mesuré ne donne pas d'information directe sur l'intensité laser (Chiron et al., 1996). Par exemple, si la force pondéromotrice du laser expulse tous les électrons radialement, la cavité dans laquelle se trouve l'impulsion ne contribue plus au rayonnement Thomson car il n'y a pas d'électrons. Il n'est donc pas correct de vouloir estimer l'intensité laser maximale, ni la longueur d'interaction par ce diagnostic. Dans nos expériences, la puissance du laser est supérieure à la puissance critique d'autofocalisation P_c et le potentiel vecteur du laser a_0 dépasse l'unité. Nous sommes donc dans une configuration très non-linéaire et ce diagnostic est principalement utilisé pour aligner le faisceau laser au centre de la buse. Le contrôle de la longueur d'interaction peut être effectué de manière plus fiable directement en modifiant le profil de densité électronique longitudinal avec une seconde impulsion laser (Hsieh et al., 2006). Ceci conduit à une estimation plus juste du champ accélérateur local de l'onde.

Néanmoins, on peut voir certaines tendances apparaître lorsque l'on varie la densité électronique. La figure 3.31 montre le profil intégré du signal de diffusion Thomson pour différentes densités électroniques. Comme l'amplitude de ces courbes normalisées est similaire, cela signifie que l'intensité de la diffusion Thomson est globalement proportionnelle à la densité électronique, comme dans le cas linéaire. On remarque aussi que lorsque la densité augmente, la zone d'émission du plasma se déplace vers la gauche. Sur les distances concernées (~ 0.5 mm) les propriétés du laser varient peu car la longueur de Rayleigh est nettement plus longue pour la parabole de 1 m (voir Tableau 2.1). La puissance critique d'autofocalisation P_c dépend de la densité électronique, paramètre qui varie rapidement dans le gradient de densité du jet de gaz. Ce critère d'autofocalisation correspond à une valeur de densité électronique donnée. Par conséquent, l'augmentation de la densité électronique au centre du jet de gaz conduit à un déplacement vers la périphérie du lieu où cette densité électronique est atteinte et où l'autofocalisation commence.

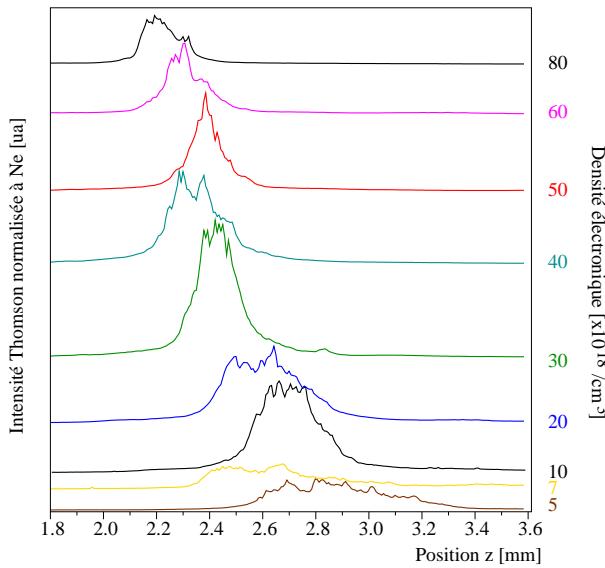


FIG. 3.31: Intensité du signal de diffusion Thomson divisé par la densité électronique pour différentes densités électroniques. Le signal Thomson est intégré le long de l'axe transverse. Les courbes ont été décalées de manière à éviter leur superposition. Le laser se déplace de la gauche vers la droite.

3.3.6 Interférométrie

Très souvent, ce diagnostic est basé sur le schéma de l'interféromètre de Michelson. Mais en impulsion courte, le réglage de la longueur des bras à moins de 10 microns près peut-être contraignant. Par conséquent, j'ai recherché un système pour lequel : les interférences soient systématiques, l'interfrange puisse être ajusté et l'amplitude des interférences soit maximale. L'interféromètre de Sagnac répond à ces contraintes. L'impulsion sonde est divisée en deux bras (numérotés 1 et 2 sur la Fig. 3.27) par une lame séparatrice et les deux impulsions parcourront exactement le même chemin optique en sens inverse. Les interférences sont assurées et leur amplitude sera de 100 %. Le délai entre les deux impulsions au niveau de la buse dépend de la taille de l'anneau (2 ns dans nos conditions expérimentales). L'expérience est dimensionnée pour que l'interaction ait lieu dans le plasma entre les deux instants de lecture par le faisceau sonde. L'impulsion 1 sert de référence et traverse le gaz avant que le laser principal soit passé. L'impulsion 2 effectue la lecture après l'interaction et contient toute l'information sur l'indice optique du plasma. Ce diagnostic est utilisé à 400 nm suite à un doublage en fréquence du faisceau sonde par un cristal de BBO. Ce dispositif a l'inconvénient de renvoyer les impulsions de l'interféromètre vers le laser. Nous utilisons donc un filtre BG 38 qui atténue le laser à 800 nm de 5 ordres de grandeur à chaque passage et laisse passer les impulsions à 400 nm. Les impulsions à 400 nm qui retournent vers le laser sont éliminées par les réseaux du compresseur. Ceci assure une bonne protection de l'installation.

La figure 3.32 montre le système de frange obtenu et un exemple d'interférogramme 17 ps après le début de l'interaction pour une autre buse de 3 mm. La cartographie du déphasage s'obtient par analyse de Fourier. Un filtre est appliqué pour sélectionner les fréquences autour de la fréquence spatiale fondamentale k_i de l'interférogramme. Ce spectre

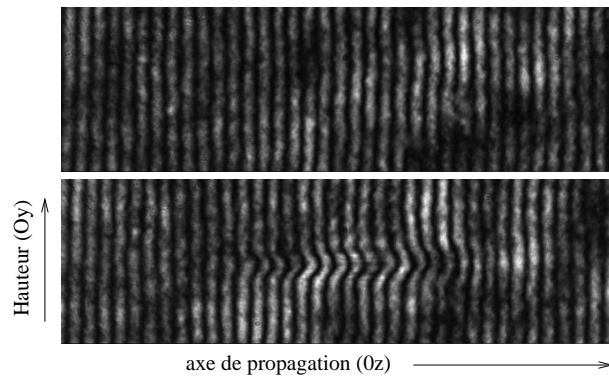


FIG. 3.32: Diagnostic d'interférométrie : (en haut) système de frange sans interaction, (en bas) interférogramme obtenu 17 ps après le début de l'interaction. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

est ensuite décalé de $-k_i$ et une transformée de Fourier inverse est appliquée sur la signal. Il ne reste que la composante base fréquence de la variation de phase. Cette variation de phase ϕ dépend de l'intégrale de l'indice optique $\eta(x)$ le long d'une ligne de vue.

$$\phi = \int (\eta(x) - 1) k_i dx \quad (3.17)$$

où k_i est le nombre d'onde des impulsions de l'interféromètre. Dans les plasmas très sous-denses, l'indice optique s'exprime en fonction de la densité électronique.

$$\eta(x) = 1 - \frac{n_e(x)}{2n_c} \quad (3.18)$$

Si on fait l'hypothèse d'un profil de densité électronique à symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation du laser, alors on peut appliquer l'inversion d'Abel pour retrouver le profil de densité électronique $n_e(r)$. Cette dernière partie de l'analyse est très sensible au bruit et aux paramètres. La figure 3.33 montre la carte de densité électronique obtenue après déconvolution du signal. Cette carte montre la densité d'électrons libres du plasma, ceux qui ont été arrachés de leur atome d'Hélium au passage de l'impulsion laser. Le laser se propage à 1 mm au dessus de la sortie de la buse, de la gauche vers la droite. Du bruit apparaît aux bords de l'image à cause de la méthode d'analyse. On remarque que les gradients sont raides longitudinalement, et que le laser se défocalise au delà du plan focal (situé à l'entrée du jet de gaz). Le profil à la position 3200 μm est représenté à droite. On constate que la densité électronique atteint $16 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui reste cohérent avec des mesures séparées de densité atomique donnant une densité électronique maximale entre 17 et $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à cette pression (méthode décrite dans (Semushin et Malka, 2001)). Les fluctuations au sommet de la courbe ne sont pas significatives et dépendent fortement de l'analyse. Ce profil, réalisé à l'entrée du jet de gaz, correspond à l'endroit où le laser est focalisé. A cette position, on remarque que la zone ionisée fait environ 150 microns de largeur à mi hauteur.

Dans ce chapitre, sur des tirs particuliers, nous avons identifié des oscillations de la position moyenne du faisceau d'électrons suite à une injection probablement désaxée. Le

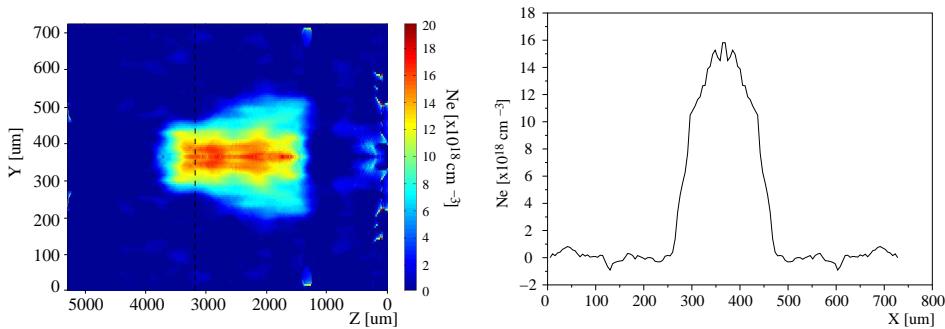


FIG. 3.33: (Couleur) Carte de densité électronique dans le plan contenant l'axe laser (Oz) et l'axe vertical, 17 ps après le début de l'interaction (à gauche). Le laser se propage de la gauche vers la droite. Profil de densité électronique correspondant à la position 3200 μm sur l'image de gauche (à droite).

faisceau d'électrons est par ailleurs modulé par le laser à une fréquence qui apparaît par rayonnement de transition. Cette même mesure permet aussi d'affirmer qu'un deuxième faisceau d'électrons peut éventuellement être accéléré à la suite du premier. La mesure dans une autre gamme spectrale indique que le faisceau possède des structures temporelles inférieures à 30-50 fs, ce qui limite la durée du paquet d'électrons. Enfin, le laser est lui-même fortement modifié et rétrécit temporellement au cours de cette interaction avec le plasma ce qui permet d'obtenir des impulsions intenses de 10-14 fs à la sortie du plasma. En mesurant l'intensité laser transmise, on estime à 40 % l'énergie initiale absorbée par le plasma dans ces conditions expérimentales. Deux autres diagnostics permettent de visualiser la propagation du laser : le diagnostic de diffusion Thomson permet de visualiser les zones de diffusion du laser sur les électrons du plasma et le diagnostic d'interférométrie donne la densité d'électrons libres du plasma, ionisés lors du passage de l'impulsion laser.

Chapitre 4

Applications des faisceaux d'électrons générés par laser

L'intitulé de cette thèse concerne aussi l'étude des applications de ces sources d'électrons. Dans cet objectif, le groupe Sources de Particules par Laser (SPL) travaille à la promotion d'applications mettant en valeur les propriétés originales de cette source d'électrons. L'application à la radiographie γ , à la radiothérapie, à l'étude de la radiolyse de l'eau et à la génération de rayonnement X collimaté et énergétique sont quelques exemples d'utilisation des faisceaux d'électrons développés dans notre laboratoire. Je n'ai effectué que les deux premières applications, cependant, je présente aussi les activités menées par les autres groupes. L'étude de la radiolyse de l'eau par des faisceaux d'électrons ultra-courts est un thème de recherche du groupe de Y.A. Gauduel et le mécanisme de rayonnement X par oscillations bêtatroniques a été mis en évidence dans l'interaction laser-plasma par le groupe d'A. Rousse.

Chaque application permet d'accentuer certaines propriétés de la source d'électrons. L'expérience de radiographie γ submillimétrique nécessite une source d'électrons de petites dimensions et faiblement divergente. La radiothérapie avec le faisceau d'électron tire profit du spectre quasi monoénergétique, de la faible divergence et de l'énergie élevée des électrons. Pour les expériences de radiolyse de l'eau, la brièveté et la collimation du paquet d'électrons sont des caractéristiques essentielles pour améliorer la résolution temporelle du signal. Enfin, la génération de rayonnement X bref par mécanisme bêtatronique nécessite tous les atouts de cette source (énergie des électrons, collimation, brièveté, charge ...). Voici les résultats obtenus dans chacune de ces disciplines.

4.1 Application à la radiographie

Les accélérateurs conventionnels de 20 MeV produisent des faisceaux d'électrons qu'il est difficile de focaliser sur des dimensions plus petites que le millimètre à cause de l'émittance du faisceau d'électrons (Lin, 1998; Haase et al., 2002). Par conséquent, la source de rayonnement γ , obtenue lors de l'émission du rayonnement de freinage des électrons dans un milieu de numéro atomique élevé, a une taille minimale de quelques millimètres. Dans nos conditions, pour l'interaction laser-plasma, le diamètre de la source d'électrons est plus petit que la dimension du laser focalisé ($18 \mu\text{m}$) et ce faisceau possède

une faible divergence. Ainsi, il est possible de générer une source secondaire de rayonnement ayant elle aussi de petites dimensions.

La radiographie haute résolution d'objets denses possédant des structures fines nous a permis d'estimer la taille de cette source secondaire de rayonnement à quelques centaines de microns. Les propriétés de cette source de rayons γ submillimétrique sont cohérentes avec les simulations Monte-Carlo (Glinec et al., 2004).

Cette source secondaire est prometteuse pour effectuer du contrôle non destructif de la matière dense (Chen et al., 2002) ou encore pour des applications médicales (Kainz et al., 2004) ou dans des domaines de recherche où la dimension transverse de la source γ doit être réduite. Ces expériences ont été réalisées en collaboration avec le CEA DAM Île-de-France.

4.1.1 Radiographie haute résolution

Les conditions expérimentales correspondent aux paramètres optimaux de l'interaction à l'exception de la densité électronique ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) qui était légèrement plus élevée que dans les chapitres précédents afin de stabiliser les propriétés du faisceau d'électrons tir à tir. Un spectre électronique typique obtenu pendant cette expérience est représentée en Fig. 4.1. La comparaison à une distribution maxwellienne (exponentiellement décroissante) donne une température électronique de $T = 40 \text{ MeV}$. Lorsque l'on retire les aimants, le profil de dose transverse montre que le signal est compris dans un cône étroit d'ouverture de 1° à mi-hauteur (représenté dans l'insertion de la Fig. 4.1).

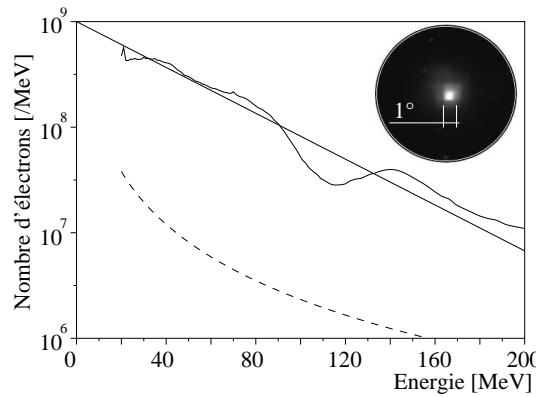


FIG. 4.1: Spectre des électrons représenté par une distribution maxwellienne de température $T = 40 \text{ MeV}$, et profil de dépôt de dose dans le scintillateur en insertion. La courbe en pointillé donne la limite de détection.

Le dispositif expérimental de la mesure est représenté en figure 4.2. Le faisceau d'électrons caractérisé est converti en rayonnement γ dans une cible de conversion de 2.5 mm de tantalum, 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, fait en tungstène, placé à 220 mm de la buse. A 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 4.3. Pour la moitié droite (gauche respectivement), chaque oscillation des 6 (5) périodes de la sinusoïde correspondent à une rotation de 11°

(13°) et une amplitude de 1.9 mm (2.4 mm). Le rayon moyen de la sinusoïde par rapport au centre est de 7.85 mm, ce qui donne une épaisseur traversée de 0.67 cm du tungstène suivant l'axe laser (ligne de vue passant par le centre de l'objet). Pour une densité contrôlée de $18.064 \pm 0.015 \text{ g/cm}^3$, cela donne une densité surfacique de 12.1 g/cm^2 selon la ligne de vue. L'axe de révolution de l'objet est choisi perpendiculaire à l'axe laser.

La radiation transmise est atténuée lors de son passage dans l'objet et le rayonnement transmis est ensuite détectée sur une caméra γ composée d'un scintillateur Bismuth-Germanium-Oxyde (BGO) dont la surface est imagée sur une caméra CCD de grande dynamique. Le système imageur est composé d'un miroir plan, d'un objectif de focale 105 mm, d'un tube intensificateur bi-galette de tension maximale 900 V et une CCD de 1300×1340 pixels. La taille de chaque barreau du cristal de BGO ($600\mu\text{m}$) dans cette matrice carrée de 160 mm de côté limite la résolution du détecteur. Le scintillateur est placé à une distance de 1.6 m de la source d'électrons. Ceci fait un grossissement de 7.3, ce qui correspond à une dimension de barreau de BGO de $80 \mu\text{m}$ dans le plan de l'objet. Le choix de ce grossissement est un compromis entre une résolution spatiale décente et une dose suffisante pour la détection sur la caméra γ . La distance buse-objet est choisie suffisamment grande pour limiter les problèmes de parallélisme qui peuvent rendre flou les détails fins sur la radiographie. Afin de limiter le bruit sur l'image, les électrons sont déviés par un champ magnétique. Ceci permet de limiter le rayonnement généré par les électrons dans un autre matériau que le tantalum (en particulier dans l'objet lui-même). Nous avons ajouté une feuille d'aluminium pour diffuser le faisceau d'électrons et améliorer le contraste de l'image. Après plusieurs essais avec des épaisseurs différentes afin d'optimiser le contraste, nous avons finalement choisi d'utiliser 7.5 mm d'aluminium. La combinaison des aimants et de l'aluminium ont assuré une réduction efficace du bruit généré dans l'objet.

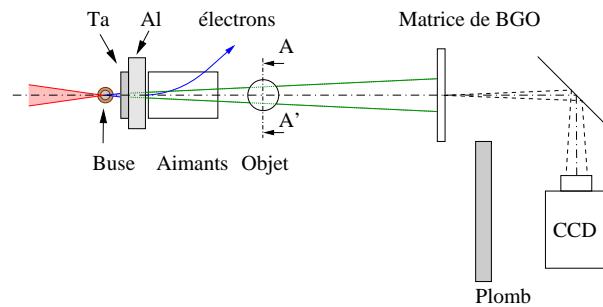


FIG. 4.2: Dispositif expérimental. Les électrons accélérés lors de l'interaction du laser avec le jet de gaz sont ralentis dans la cible de conversion en tantale, ce qui génère le rayonnement γ . Les électrons sont ensuite écartés de l'axe laser par un champ magnétique intense et un filtre diffuseur en aluminium. L'intensité du rayonnement ayant traversé l'objet à radiographier est imagée sur une caméra γ .

L'image expérimentale obtenue est présentée à droite de la coupe 3D de l'objet (voir Fig. 4.3). La radiographie présentée est corrigée par une image d'inhomogénéité (radiographie sans l'objet) afin de supprimer la trame de la grille de BGO et afin de prendre en compte le lobe d'émission du rayonnement γ . On remarque que tous les lobes sinusoïdaux

sont nettement visibles. A partir de cette mesure, on peut reconstruire le profil radial de l'objet, ce qui est décrit dans le paragraphe suivant.

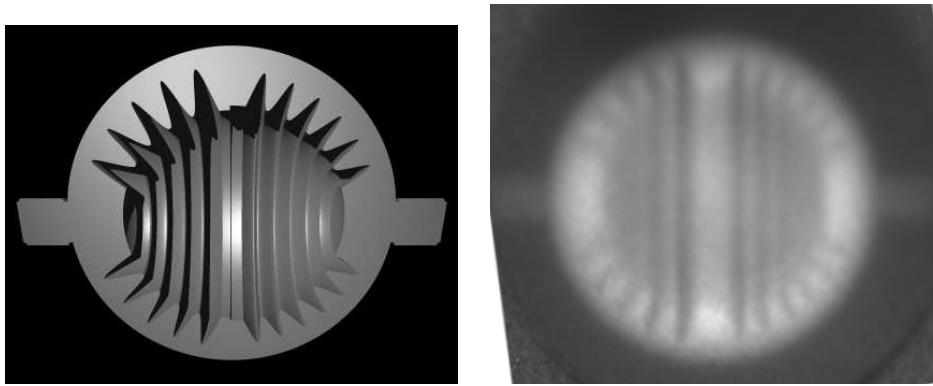


FIG. 4.3: (à gauche) Coupe de l'objet représenté en 3D, révélant la structure interne, (à droite) radiographie de cet objet de 20 mm de diamètre. L'image expérimentale a été corrigée par une image de référence sans l'objet.

4.1.2 Reconstruction du profil interne de l'objet

Cette section contient les informations qui m'ont été transmises par L. Le Dain.

La reconstruction du profil radial de l'objet a été effectuée par le CEA DAM Île-de-France avec leurs outils numériques développés lors de la thèse de J.M. Dinten (Dinten, 1990). Cet objet à symétrie axiale est observé perpendiculairement à l'axe de révolution, conditions adaptées à l'utilisation de la transformée d'Abel classique (Bracewell, 1999). Cette méthode directe est trop sensible au bruit (notamment près de l'axe de symétrie). Une régularisation sur les données est donc introduite dans le processus de reconstruction pour diminuer cette sensibilité au bruit. Elle consiste à empêcher les variations non physiques (car trop brusques) entre des pixels voisins. La figure 4.4 représente le champ de densité reconstruit pour deux types de régularisations différentes. On constate que le profil reconstruit de l'objet reproduit toutes ses structures internes. Un niveau relativement élevé de bruit apparaît au centre de l'objet.

Ensuite, une détection de contour est effectuée sur cette image. L'algorithme effectuant cette opération est décrit ci-dessous :

- Détermination des passages par zéro du Laplacien calculé par approximations polynomiales locales sur une fenêtre de l'image (Qiu et Bhandarkar, 1996; Abraham et al., 2006). La validité de ces contours est donnée par une mesure du contraste.
- Les contours sont extraits, manuellement, par un suivi de ligne de crête (valeurs où le contraste est le plus important).

Afin d'estimer la qualité de la reconstruction, ce contour est comparé au contour théorique de l'objet, obtenu après le contrôle du fabricant. La figure 4.5 montre le contour déroulé, reconstruit à partir du traitement de la radiographie ainsi que le contour théorique. On remarque, grâce à la qualité des données expérimentales et particulièrement au flou réduit, l'excellent accord entre les deux contours. Le contour expérimental est aussi représenté sur l'image de droite de la figure 4.4 par une ligne verte.

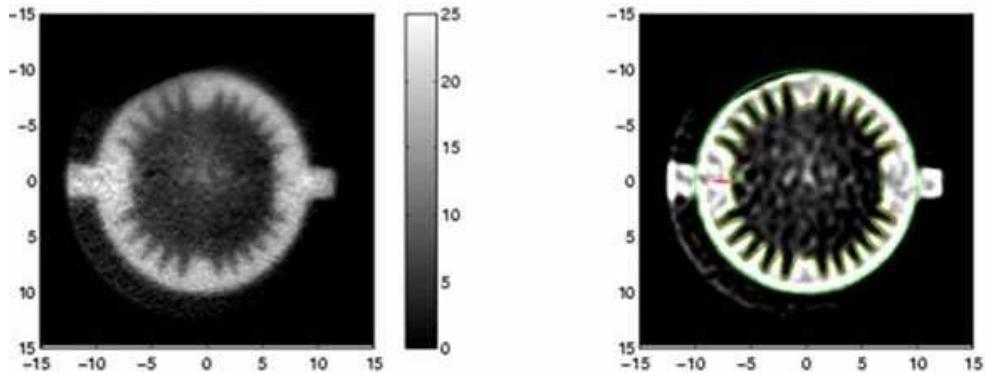


FIG. 4.4: Profil radial de l'objet obtenu par reconstruction à partir de la radiographie de la figure 4.3. Les deux images correspondent à deux paramètres différents de régularisation.

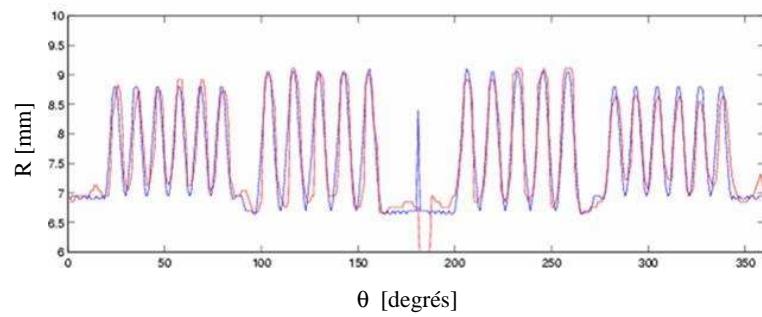


FIG. 4.5: (Couleur) Représentation du contour interne de l'objet. Le repère donne le rayon du contour en fonction de l'angle mesuré à partir du centre de l'objet. (en bleu) contour théorique, (en rouge) contour reconstruit.

4.1.3 Estimation de la taille de la source γ

La bonne résolution de la radiographie de l'objet présenté précédemment n'est possible qu'avec une source secondaire de petite taille. Bien que cette expérience n'ait pas été dimensionnée pour faire une estimation fine de la taille de la source, on peut en avoir une estimation à partir des radiographies et comparer cette valeur à des simulations Monte-Carlo.

Dans ce but, la radiographie d'un objet ayant des bords francs a été faite pour estimer la taille de la source de rayonnement secondaire. Nous avons utilisé une plaque d'acier de 20 mm d'épaisseur dans laquelle des trous carrés ont été usinés. Une photographie de cet objet est montrée en Fig. 4.6. La radiographie des trous les plus petits est présentée à côté. On voit même les lignes horizontales du processus de fabrication apparaître. Ce type d'image est semblable aux images de lames de couteaux utilisées pour estimer la taille de source. Le signal est intégré sur 5 lignes horizontales au niveau du trou central de la radiographie. La taille de la source émettrice s'obtient à partir de la longueur de gradient de ce signal. On calcule en fait la largeur de la dérivée du signal, ce qui donne une taille de source de $450 \pm 15 \mu\text{m}$ en largeur à mi-hauteur.

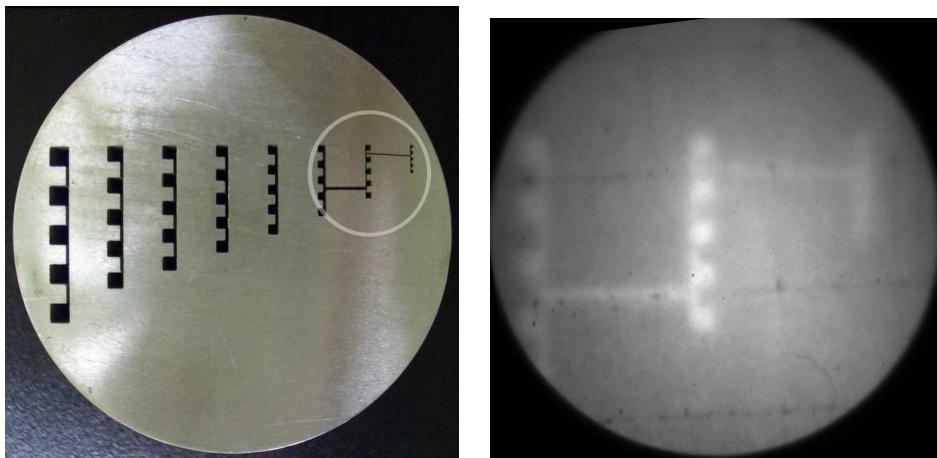


FIG. 4.6: (à gauche) Photographie de la plaque de 20 mm d'acier contenant des trous de section carrée. La radiographie concerne la partie encerclée de cette photographie. (à droite) Radiographie des trous de section 1.0, 0.75 et 0.4 mm servant à la mesure de taille de source γ .

Cette estimation de la taille de source contient plusieurs sources d'erreur qui peuvent mener à une surestimation de la taille de source réelle.

- Le flou intrinsèque du détecteur ($\sim 170 \mu\text{m}$ dans le plan de l'objet) émousse les gradients du signal, ce qui peut fausser la mesure de la taille de source.
- La surface de cette plaque de 20 mm doit être parfaitement perpendiculaire à l'axe laser, afin de s'assurer d'avoir une arête vive.
- Bien que des aimants et une feuille d'aluminium aient été utilisés, les électrons diffusés peuvent interagir avec l'objet et générer du rayonnement qui ajoute du bruit sur la radiographie.

Quoi qu'il en soit, il faut garder à l'esprit que la qualité spatiale de la source γ peut

être améliorée en rapprochant davantage la cible de conversion de la source ou en diminuant l'épaisseur de cette cible ou encore en utilisant des aimants plus forts afin d'éviter l'utilisation de la feuille d'aluminium.

Des simulations Monte-Carlo ont été effectuées pour estimer les propriétés du rayonnement généré dans la cible de conversion (Glinec et al., 2004). Les simulations dans cet article fournissent le spectre du rayonnement généré et permettent d'évaluer la divergence du faisceau de rayons γ à 3° (largeur à mi-hauteur). La conversion d'énergie cinétique des électrons en rayonnement est de 49% dans la cible en tantale et 3% dans la cible d'aluminium. Ainsi, la contribution de cette feuille d'aluminium au rayonnement peut être négligée.

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. La reconstruction fidèle du profil radial de l'objet témoigne d'une résolution élevée de la radiographie initiale.

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 qui devient peut dépendant des structures spectrales du faisceau d'électrons. Par conséquent les contraintes sur l'interaction sont moins sévères, et la stabilité tir à tir du flash γ est meilleure. Les installations laser 100 TW commerciales actuelles sont compactes et de coûts modérés. De nombreuses disciplines pourraient profiter 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 4.7 montre l'énergie déposée par les 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 de tels faisceaux par méthode conventionnelle est prohibitif. De plus, la méthode de modulation d'intensité est assez limitée pour les protons à cause des mouvements lents du lourd bras isocentrique. Une alternative séduisante apparaît : des faisceaux de protons peuvent aussi être produits par interaction d'une impulsion laser intense avec une cible solide. Ceci constitue le deuxième thème de recherche du groupe SPL au LOA. L'étude de l'utilisation d'un faisceau de protons issu de l'interaction laser-plasma pour la protonthérapie a déjà été publié (Malka et al., 2004). Parmi les avantages de ce système, on note que le transport de l'impulsion lumineuse jusqu'à la salle de traitement est beaucoup plus simple, que la radioprotection sera localisée après le lieu d'interaction, ce qui diminuera le coût de l'infrastructure et permettra un mouvement plus rapide du bras isocentrique pour tirer le meilleur parti de la protonthérapie modulée en intensité.

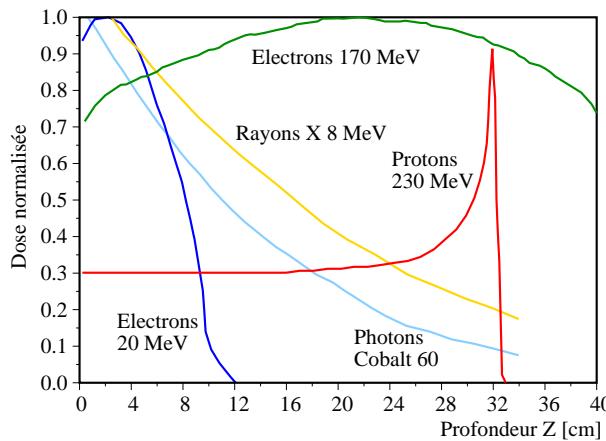


FIG. 4.7: Comparaison du profil de dépôt de dose pour différentes particules.

Néanmoins, actuellement, le traitement par photon est 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 cm. Des études de faisabilité de thérapie avec des faisceaux d'électrons d'énergie 6-25 MeV, issus de l'interaction laser-plasma (Kainz et al., 2004; Chiu et al., 2004), ont montré que de telles structures peuvent servir d'alternative aux accélérateurs radiofréquences actuels.

Les développements récents en radiothérapie, tels que la radiothérapie par modulation d'intensité ou les techniques de balayage d'un volume par des faisceaux d'ions légers, ont considérablement amélioré les possibilités de conformer le dépôt de dose à un volume cible tridimensionnel tout en épargnant les organes à risque (Oelfke et Bortfeld, 2003; Lomax, 1999). Cette technique de modulation d'intensité combinée à la modulation en énergie du faisceau d'électrons permet d'adapter le dépôt de dose aussi en profondeur (Hyödynmaa et al., 1996; Åsell et al., 1997; Ma et al., 2000; Olofsson et al., 2004; DesRosières et al., 2000; Yeboah et al., 2002). Cependant, la profondeur maximale des faisceaux d'électrons issus des structures conventionnelles et la mauvaise qualité de la pénombre transverse à ces énergies dissuadent de leur utilisation. Ces inconvénients peuvent être évités si l'énergie des électrons est augmentée à des valeurs plus grandes que 50 MeV. Dans ces conditions, la profondeur de pénétration est meilleure et la pénombre transverse devient plus raide. Par contre, la pénombre longitudinale est elle aussi accrue. Les avantages des faisceaux de haute énergie (dans la gamme 150-250 MeV) pour des applications cliniques ont été récemment envisagées par Yeboah et al. (Yeboah et al., 2002; Yeboah et Sandison, 2002). Les auteurs comparent les performances du traitement de la prostate par radiothérapie modulée en intensité 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.

Une étude détaillée des propriétés dosimétriques des électrons de haute énergie dans

la gamme 150 - 250 MeV a été publiée (DesRosiers et al., 2000). Les résultats présentés sont calculés pour différentes géométries de faisceau (contre-propagatif, perpendiculaire) pour des électrons issu d'un accélérateur conventionnel. Afin de compléter ces études et de montrer l'intérêt de ces sources compactes pour la radiothérapie, j'ai simulé le dépôt de dose d'un faisceau d'électrons quasi monoénergétique de notre accélérateur laser-plasma. Les profils de dose dans un fantôme composé d'eau sont calculés pour le paquet d'électrons présenté en Sec. 2.2. L'étude est faite pour deux géométries différentes. Dans un cas, on utilise directement le faisceau d'électrons tel qu'il est mesuré à la sortie de l'interaction. Dans l'autre cas, les électrons sont refocalisés dans la cible par des éléments magnétiques pour améliorer le gradient latéral du profil de dose. Une discussion est ensuite faite sur l'applicabilité de ces faisceaux. Ces calculs ont été réalisées en collaboration avec le DKFZ à Heidelberg et cette étude vient d'être publiée (Glinec et al., 2006b).

4.2.1 Paramètres de la simulation

Le calcul des propriétés dosimétriques des faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques produits par interaction laser-plasma est effectué à partir du code Geant4 de simulation Monte-Carlo (*et al.*, 2003). On suppose que les électrons de basse énergie peuvent être supprimés. Ceci peut être effectué avec une chicane (un monochromateur) pour sélectionner les hautes énergies. Comme les électrons sont accélérés dans une région de petites dimensions, on considère la source ponctuelle avec une distribution en énergie gaussienne de largeur à mi hauteur de 40 MeV et centrée à 170 MeV. La distribution angulaire initiale est choisie indépendante de l'énergie des électrons et correspond à une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 10 mrad. Un total de 10^5 électrons est simulé. Cette valeur est plus faible que le nombre d'électrons mesuré. Ce choix est un compromis entre le temps nécessaire pour effectuer les simulations et les fluctuations statistiques des résultats. Toutes les valeurs de sortie sont normalisées par rapport à la charge incidente. Pour obtenir la dose correspondante à un tir laser dans ces conditions, il faut multiplier la dose normalisée en Gy/nC par la charge du paquet d'électrons. Les simulations suivantes sont faites pour un seul tir mais le système laser peut fonctionner à une cadence de 10 Hz.

Dans les simulations, les électrons se propagent dans le vide jusqu'au fantôme composé d'eau, même si en pratique ils voyageront dans l'air jusqu'au patient. La diffusion dans l'air a été étudiée (DesRosiers et al., 2000). La diffusion d'un faisceau d'électrons à 200 MeV après une propagation de 100 cm dans l'air correspond à une distribution angulaire de 5.4 mrad (largeur à mi-hauteur). Cette valeur surestime la diffusion à plus courte distance. Si on considère qu'une somme quadratique des angles est représentative de la convolution de la distribution initiale avec la diffusion dans l'air, on obtient une divergence de 11.4 mrad à 100 cm de la source d'électrons. Ceci doit être comparé à la divergence initiale de 10 mrad. La conclusion de cet article mentionne que "pour des faisceaux d'énergie inférieure à 200 MeV, la distance ne doit pas être plus grande que 70 cm". Nous négligerons la diffusion dans l'air dans la suite.

La cible dans laquelle le dépôt de dose est calculé fait 40 cm d'épaisseur et sa dimension transverse a été choisie beaucoup plus grande que l'extension transverse du faisceau dans le volume d'eau. La dose est représentée dans un volume de taille $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$, placé sur l'axe de propagation (O_z), et découpé en $100 \times 100 \times 100$ cellules. La géométrie de la simulation est représentée en Fig. 4.8

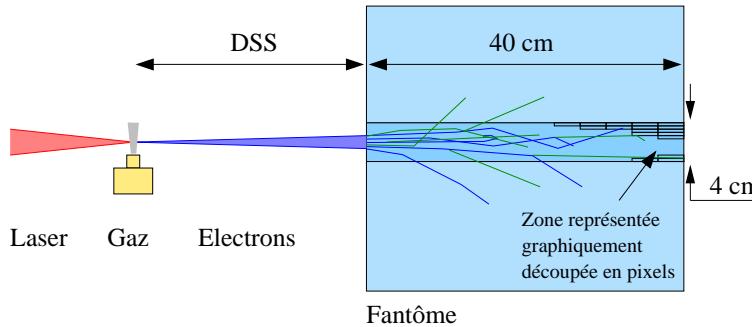


FIG. 4.8: (Couleur) Géométrie de la simulation.

DSS [cm]	15	30	60	100	-30 (focalisation)
Dose maximale [Gy/nC]	61	18	4.7	2.0	20

TAB. 4.1: Dépendance du maximum de dose avec la distance de la source à la surface.

La DSS négative correspond à une configuration présentée en Sec. 4.2.3

4.2.2 Irradiation directe

Quatre distances de la source à la surface (DSS) du volume d'eau ont été choisies : 15 cm, 30 cm, 60 cm, 100 cm. Dans la suite, un autre cas est étudié (Sec. 4.2.3) où le faisceau d'électrons est refocalisé par des champs magnétiques et sera nommé DSS = -30 cm. Le paramètre libre de la simulation Monte-Carlo CutRange a été fixé à 100 μm . Il décrit la distance moyenne de propagation des particules secondaires. Des valeurs plus faibles nécessitent plus de temps de calcul. L'influence des neutrons a déjà été étudiée (DesRosiers et al., 2000), où les auteurs concluent que l'efficacité biologique relative doit être augmentée d'un facteur < 1.03 de façon à prendre en compte la production de neutron et la radioactivité. Ceci ne sera pas abordé ici.

Distribution de dose

La figure 4.9 montre les isodoses pour cette source d'électrons issue de l'interaction laser-plasma. Pour chaque simulation, les isodoses suivantes sont représentées : 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 Gy/nC. La distribution de dose montre une structure très allongée, avec un léger étalement latéral à cause de la diffusion des électrons. Dans les 10 premiers centimètres du fantôme, la forme de ces courbes dépend fortement de la distribution électronique initiale. Cette dépendance est atténuée pour des profondeurs plus importantes, lorsque la diffusion électronique conduit à un profil de dose similaire dans toutes les simulations. Cependant, même pour une DSS de 100 cm, ces isodoses restent parallèles à l'axe de propagation. Par exemple, la courbe à 0.1 Gy/nC s'étend au-delà de 34 cm longitudinalement sans dépasser 4 cm transversalement. La valeur de dose maximale augmente lorsque la DSS diminue, car l'énergie déposée est concentrée dans un volume plus fin. Ces valeurs sont données dans le tableau 4.1.

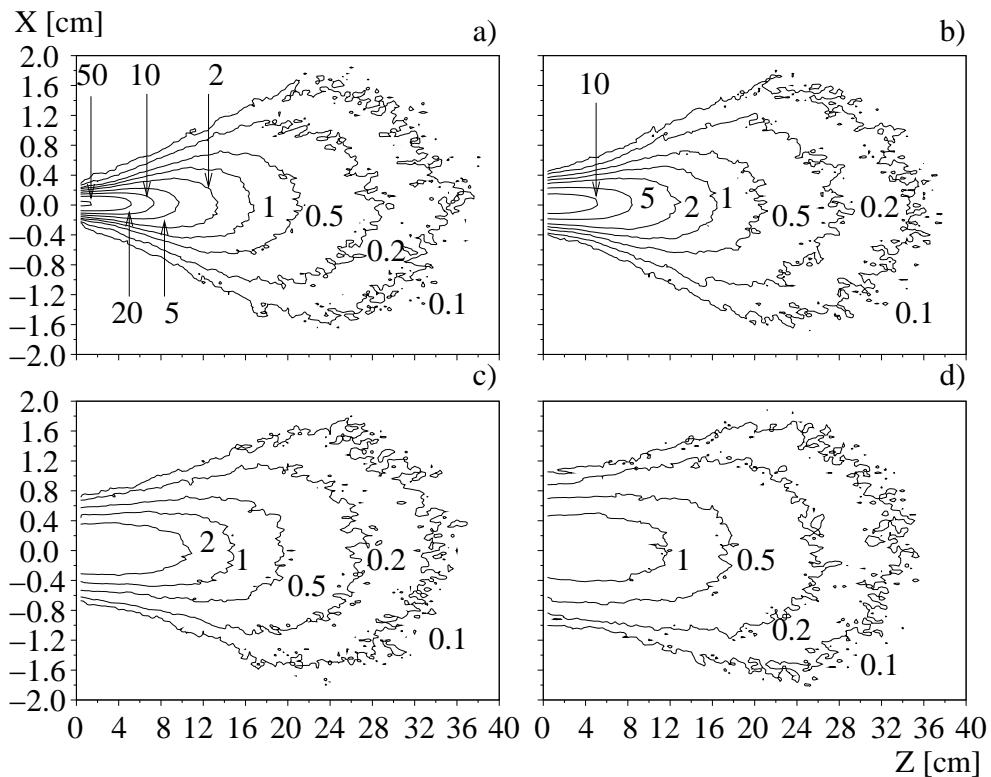


FIG. 4.9: Isodoses pour les niveaux suivants : 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 Gy/nC. La distance de la source à la surface est : a) 15 cm, b) 30 cm, c) 60 cm, d) 100 cm. Les deux axes ne sont pas à la même échelle.

Profils de dose longitudinal et transverse

Le profil de dose intégré transversalement est montré en Fig. 4.10. Cette courbe est la même pour toutes les simulations présentées ici, car le spectre et la distribution angulaire des électrons sont inchangés. Elle représente le profil longitudinal de dose que l'on obtiendrait si on effectue une série de tirs rapprochés pour irradier de façon uniforme un volume cible. Cette courbe présente un pic large à environ 20 cm de profondeur. Pour une tumeur située profondément (20 cm par exemple), ce faisceau d'électrons assure une meilleure protection des tissus sensibles en comparaison aux faisceaux de photons conventionnels, pour lesquels le pic de dose se situe dans les 5 premiers centimètres. Le contrôle de l'énergie centrale de ce faisceau d'électrons permettrait de placer la position de ce pic dans la tumeur à traiter. Ce pic est la conséquence de plusieurs facteurs :

- Le pouvoir d'arrêt des électrons augmente fortement aux faibles énergies, donc à la fin de leur parcours.
- Les particules secondaires sont principalement émises dans la direction de propagation du faisceau d'électrons et ces particules déposeront leur énergie un peu plus profondément dans le milieu.
- Le flux des électrons devient moins laminaire à mesure que la distance augmente. La trajectoire des électrons devient incurvée et perd de sa directionalité aux distances élevées. Ainsi, à cause de son déplacement transverse, l'électron dépose en moyenne plus d'énergie en profondeur que le dépôt de dose calculé dans un cas unidimensionnel.

Comme le parcours moyen des électrons est plus long que la longueur du volume d'eau, on obtient du signal de dose dans tout le volume du fantôme.

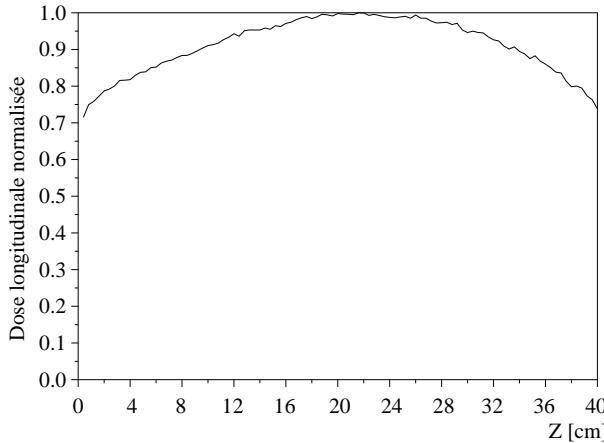


FIG. 4.10: Courbe de dépôt de dose intégrée transversalement.

La figure 4.11 montre les profils de dose le long de l'axe central et les profils transverses à 10 cm de profondeur pour les différentes DSS. A cause de la diffusion, les électrons s'écartent de l'axe central, ce qui explique la chute du signal sur la Fig. 4.11a. Ensuite, la diffusion coulombienne est principalement responsable de la forme quasi-gaussienne des profils transverses. La longueur de gradient transverse à différentes profondeurs est donnée dans le tableau 4.2. Dans cette section, la longueur de gradient transverse est définie comme la distance entre 90% et 20% du maximum de dose à une profondeur

DSS [cm]	15	30	60	100	-30 (focalisation)
Distance longitudinale					
$R_{90\%}$	1.4	2.1	2.6	3.1	4.3
$R_{20\%}$	6.8	9.8	16	18	11
Longueur de gradient transverse					
à $z=1$ cm	0.10	0.18	0.36	0.57	0.17
à $z=5$ cm	0.16	0.23	0.40	0.63	0.18
à $z=10$ cm	0.36	0.41	0.53	0.73	0.35
à $z=15$ cm	0.65	0.67	0.77	0.97	0.61

TAB. 4.2: Distance longitudinale et longueur de gradient transverse pour un seul tir. $R_{90\%}$ et $R_{20\%}$ représentent la profondeur de 90% et 20% du maximum de dose respectivement, le long de l'axe de central. La longueur de gradient transverse est définie comme la distance radiale entre 90% et 20% du maximum de dose à une profondeur donnée. La DSS négative correspond à une configuration du faisceau d'électrons qui sera étudiée en Sec. 4.2.3. L'unité est le centimètre.

donnée, pour un seul tir. La largeur des profils transverses s'accroît avec la profondeur mais aussi avec la DSS. On voit aussi que ce faisceau d'électrons peut délivrer une dose élevée avec une faible pénombre dans les tissus.

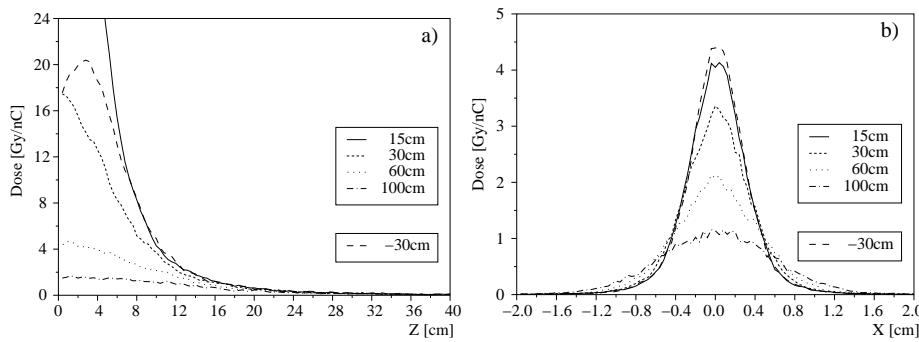


FIG. 4.11: Profils de dose pour toutes les simulations : a) longitudinal le long de l'axe de propagation, b) transverse à une profondeur de 10 cm.

Les valeurs dans le tableau 4.2 ne peuvent être comparées directement à celles de l'article de DesRosiers *et al*, où leurs simulations correspondent à des irradiations plus larges. Ceci explique pourquoi nous avons évité l'utilisation du terme "pénombre" dans cette section et utilisé le terme "longueur de gradient" à la place. Le facteur numérique nécessaire pour simuler la pénombre pour une irradiation plus large sera présenté en Sec. 4.2.4.

Lorsque la distance du volume cible augmente, la distribution latérale des électrons à sa surface s'élargit. En pratique, la taille du bras isocentrique utilisé en médecine et la protection des radiations provenant du lieu d'interaction empêchent d'utiliser les DSS les

plus courtes. Il est intéressant d'étudier une configuration du faisceau d'électrons différente qui donnerait des profils de dose similaires pour des distances plus éloignées du lieu d'interaction. En utilisant un système magnétique (typiquement à base de triplet de quadrupôles), il est possible de refocaliser un faisceau d'électrons. Ceci est développé dans la partie suivante.

4.2.3 Faisceau d'électrons convergent

On suppose qu'un champ magnétique d'un système compact est appliqué sur le faisceau d'électrons afin de le refocaliser plus loin. Un schéma des éléments nécessaires est montré en Fig. 4.12. Dans ces conditions, les électrons de basse énergie peuvent être éliminés par un monochromateur compact de 20 cm de long (optionnel), le faisceau d'électrons peut être refocalisé par un triplet de quadrupôles de 20 cm de long et des protections peuvent être ajoutées autour du lieu d'interaction. Un système plus compact qui combine le monochromateur et le système de focalisation a déjà été présenté pour un faisceau de protons (Fourkal et al., 2003). Cette idée peut être étendue aux électrons. La géométrie de ce système ne sera pas abordée ici. Le laser se propage jusqu'au lieu d'interaction. Les radiations dangereuses sont produites après le lieu d'interaction de telle sorte que la radioprotection n'est nécessaire qu'à partir de cet endroit. Ce système doit être petit pour tenir dans une salle de traitement. La géométrie de la radioprotection ne sera pas abordée ici non plus. Les études menées dans la section précédente sont encore valables si le faisceau d'électrons est refocalisé en dehors du volume d'eau. Mais il est maintenant aussi possible de le focaliser à l'intérieur du fantôme.

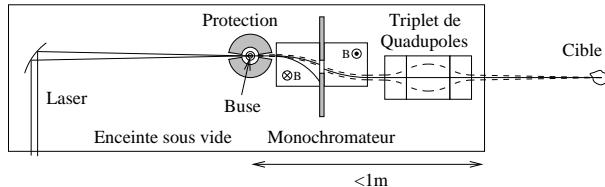


FIG. 4.12: Schéma d'un accélérateur laser-plasma monoénergétique. La laser est focalisé en utilisant une parabole hors-axe dans un jet de gaz pour accélérer les électrons. Le faisceau d'électrons est filtré (par un monochromateur) et refocalisé (par un triplet de quadrupôles) en dehors de l'enceinte sous vide.

La largeur du spectre des électrons provoque des aberrations chromatiques lorsqu'on le refocalise, i.e. des électrons d'énergies différentes ne sont pas refocalisés à la même distance. Premièrement, il est possible de réduire la largeur spectrale avec le monochromateur. Deuxièmement, la largeur du spectre est éventuellement plus faible car la mesure est limitée par la résolution du spectromètre. Nous avons mesuré d'autres spectres encore plus étroits (voir Fig. 2.8). Dans cette dernière simulation présentée ici, on néglige les aberrations chromatiques qui dépendent aussi de la géométrie du système magnétique utilisé. Un système magnétique achromatique a déjà été étudié (Raischel, 2001). Le faisceau d'électrons est paramétré pour se focaliser à la position $z = 30$ cm en l'absence de fantôme. Le grandissement est -1, ce qui signifie que la distribution spatiale à la surface du fantôme est la même que dans le cas 30 cm divergent. Le faisceau d'électrons se propage

toujours dans le vide.

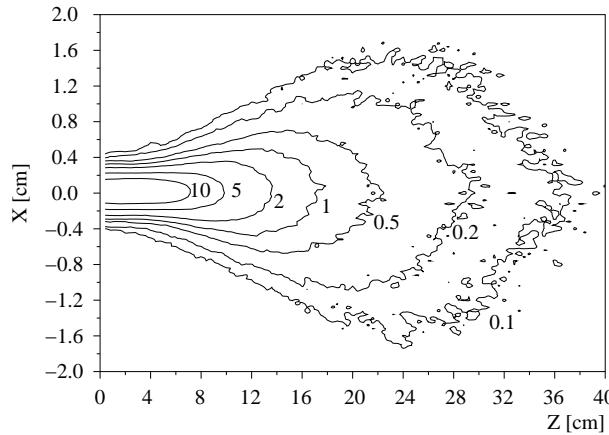


FIG. 4.13: Isodoses pour un faisceau d'électrons focalisé à la position $z = 30$ cm dans un volume d'eau avec une divergence de 10 mrad (largeur à mi-hauteur). Les deux axes ne sont pas à la même échelle.

Comme attendu, la dose maximale est plus élevée quand les électrons sont refocalisés dans la cible. On obtient une dose maximale de 20 Gy/nC (voir le tableau 4.1). La position de ce maximum est maintenant déplacé de 2.9 cm à l'intérieur du fantôme. La dose déposée à cette position est plus élevée que dans le cas divergent (14 Gy/nC à 2.9 cm). La figure 4.11a montre aussi la dose sur l'axe central pour cette simulation. On remarque que les deux courbes démarrent au même niveau de dose. Sur les 6 premiers centimètres, la focalisation est capable de compenser l'élargissement dû à la diffusion des électrons. Le flux des électrons est plus concentré le long de l'axe, comme montré dans le tableau 4.2. Par conséquent, la dose le long de l'axe central ne décroît pas aussi vite que dans le cas divergent, mais révèle maintenant un pic en profondeur dans le fantôme. Ainsi, la distribution de dose longitudinale et transverse est similaire aux valeurs obtenues dans le cas divergent pour une DSS de 15 cm.

Dans cette configuration, la longueur de gradient transverse évolue plus lentement que dans le cas divergent de 30 cm (voir le tableau 4.2) et les courbes isodoses restent parallèles à l'axe central durant les 6 premiers centimètres (comparer Fig. 4.13 et Fig. 4.9b). Ceci assure un meilleur contrôle de l'exposition des tissus à risques dans le voisinage de la zone de traitement. La distribution angulaire affecte principalement la forme des isodoses. L'effet de la divergence initiale est estompé après une courte propagation dans le milieu. Cette diffusion diminue aussi l'impact des aberrations chromatiques.

4.2.4 Discussion

L'utilisation d'un unique paquet d'électrons peut être utile en chirurgie stéréotactique de lésions subcentrimétriques, pour des profondeurs inférieures à 10 cm car le dépôt d'énergie est très concentré localement autour de l'axe central. Mais en général, le traitement d'une zone nécessite de nombreux tirs espacés pour couvrir tout le volume.

A partir des résultats présentés ci-dessus pour un seul tir laser, il est possible d'étudier l'adéquation de la distribution de dose pour des champs d'irradiation plus larges tels

que ceux utilisés en médecine habituellement. Dans la suite, on discute du potentiel du traitement de zones plus larges point par point à partir de ces faisceaux d'électrons de haute énergie accélérés par laser. Le but est d'atteindre un profil de dose homogène dans le volume cible et des gradients raides aux bords de la zone à traiter afin d'épargner les tissus sains et les organes à risque. Il faut donc avoir une pénombre la plus faible possible en profondeur. On rappelle que pour un unique faisceau d'électrons, nous avons obtenu un dépôt de dose transverse quasi-gaussien, dont la déviation standard à une profondeur donnée sera notée σ . Cette déviation standard s'obtient à partir du tableau 4.2 en divisant la longueur de gradient transverse par 1.33. Ceci implique qu'afin d'obtenir un profil latéral de dose homogène à une profondeur donnée, en superposant plusieurs tirs identiques régulièrement espacés, nous devons nous assurer que :

- l'intervalle qui sépare deux spots consécutifs soit plus faible que le σ du profil de dose pour un seul tir,
- l'extension transverse de la zone de traitement dépasse 3.5 fois le σ du profil de dose pour un seul tir.

Dans ces conditions, on obtient une répartition de dose homogène (au sens clinique) sur l'extension transverse du volume cible.

Comme la valeur de σ augmente avec la profondeur, le profil de dépôt de dose longitudinal ne sera pas homogène. On s'attend à ce que la dose suivant l'axe de propagation chute plus rapidement sur les bords de la zone de traitement que dans la partie centrale. Cet effet peut être aussi observé dans l'article de DesRosiers *et al* pour des champs d'irradiation de rayon 1 cm et 5 cm.

On peut estimer, pour une profondeur donnée, la taille du champ nécessaire pour obtenir un profil latéral de dose homogène et aussi la largeur de la pénombre latérale 90%-20% correspondante. Cette notion de pénombre correspond à la convolution de la distribution transverse gaussienne avec une fonction de Heaviside (pour reproduire l'extension semi-infinie de la zone à traiter). On obtient sa valeur en multipliant σ par le facteur de convolution 2.12. On obtient un σ d'environ 0.31 cm pour une DSS de 30 cm à une profondeur de 10 cm, ce qui mène à une pénombre transverse d'environ 0.65 cm à condition que les dimensions de la zone de traitement aient une rayon supérieur à 1.1 cm. Ces estimations sont en accord avec les résultats de DesRosiers *et al*, bien que leur étude ait été effectuée pour un faisceau collimaté d'électrons de hautes énergies ayant un étalement transverse initial plus fin que notre faisceau expérimental. Ils obtiennent, par exemple, une pénombre latérale de 0.69 cm à une profondeur de 10 cm en utilisant des électrons à 200 MeV. Cette analyse montre aussi que l'on peut obtenir des pénombres latérales à partir de distributions de dose pour des faisceaux d'électrons scannés latéralement qui soient similaires à celles des faisceaux de photons de 15 MeV.

Voici une estimation de la vitesse du traitement. Pour un champ d'irradiation de 5 cm \times 5 cm, ceci fait un total de 256 positions sur une grille dont le pas est 0.31 cm entre deux tirs consécutifs. On fait l'hypothèse que la charge du faisceau peut être diminuée et contrôlée afin de délivrer à chaque position la dose nécessaire en une seule fois, conformément au planning de traitement (typiquement 1.8 - 2.2 Gy). Dans ces conditions, l'irradiation durerait 26 secondes en travaillant à 10 Hz. Le contrôle du dépôt de dose peut se faire à l'aide du monochromateur en sélectionnant plus ou moins d'électrons ou en ajustant les paramètres d'interaction.

Le profil de dose pour une DSS de 100 cm est aussi intéressante d'un point de vue

clinique : cela permet un dépôt de dose important en profondeur dans le volume (1 Gy/nC) avec un dépôt d'énergie modéré à l'entrée du fantôme (maximum de 2 Gy/nC). La distance entre deux spots consécutifs s'allonge ($\sigma = 0.55$ cm), ce qui rend le traitement encore plus rapide, mais la pénombre latérale pour un volume semi-infini devient aussi plus large (1.2 cm à une profondeur de 10 cm). Cette configuration est adaptée s'il n'y a pas de tissus sensibles dans le voisinage de la région à traiter.

La même étude peut être menée pour le faisceau d'électrons refocalisé. La différence principale vient de la diminution de la largeur de gradient transverse de la distribution de dose à 10 cm. Afin d'obtenir une couverture homogène sur la tumeur, l'intervalle entre deux positions consécutives doit être réduit. A l'inverse, le gros avantage est que les gradients sur les bords sont plus raides. En particulier, on obtiendrait une pénombre latérale de 0.55 cm pour un traitement par scanning avec le faisceau d'électrons convergent contre 0.65 cm pour le faisceau d'électrons divergent à une profondeur de 10 cm.

Un point important de la discussion concerne la forte dose délivrée par un unique paquet d'électrons. Par exemple, dans le cas focalisant de 30 cm, on a une dose maximale de 10 Gy en un seul tir (20 Gy/nC et 0.5 nC/tir). Les valeurs obtenues pour un seul tir sont fortement supérieures à la dose appliquée habituellement durant un traitement (typiquement 1.8 à 2.0 Gy). Ensuite, il est possible de contrôler et de réduire davantage le nombre d'électrons accélérés en ajustant les paramètres d'interaction (énergie laser, durée d'impulsion, densité électronique), comme cela a été observé dans le chapitre 2. Par exemple, en diminuant la densité électronique à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous avons obtenu un faisceau d'électrons ayant les mêmes qualités spectrales mais avec une charge encore dix fois plus faibles. Le défi majeur actuel est la stabilisation du faisceau d'électrons tir à tir. Ceci constitue maintenant un des principaux axes de développement des différents groupes travaillant sur l'accélération d'électrons par laser. Comme la fluence est très élevée, des études sont aussi nécessaires pour déterminer si les effets biologiques dépendent de la durée du paquet d'électrons.

Les faisceaux d'électrons de haute énergie produits lors de l'interaction laser-plasma peuvent avoir un potentiel clinique, au moins pour les cas traités par faisceaux de photons énergétiques. Comme cette source d'électrons est pulsée, la radiothérapie pourrait même être combinée à un système de détection de mouvement des tissus et ainsi améliorer la stabilité de l'irradiation. La radiothérapie adaptative fait l'objet de plusieurs études actuellement en médecine.

Pour conclure, la distribution de dose d'un pinceau d'électrons énergétiques accélérés par laser montre son intérêt pour la radiothérapie. 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 telle installation laser est beaucoup plus simple d'utilisation car la radioprotection ne se situe qu'après le point d'interaction et le transport de la lumière ne pose pas de problème. Cette installation compacte tient dans une salle de traitement. La manipulation du faisceau d'électrons et le traitement point par point pourront se faire en insérant la parabole et la buse dans un bras isocentrique.

4.3 Application à la femtolyse¹ de l'eau

L'interaction d'un faisceau d'électrons avec la matière induit des dommages moléculaires souvent irréversibles. Ainsi, les effets délétères d'un rayonnement ionisant représentent le point central de la section précédente dédiée à la destruction de cellules cancéreuses. 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 (Gauduel et Rossky, 1994; Gauduel et al., 2000).

Avec des largeurs à mi-hauteur de 3 à 10 ps (Kozawa et al., 1999; Wishart, 2001; Belloni et al., 2005), les caractéristiques temporelles de sources d'électrons pulsés obtenues à partir d'accélérateurs conventionnels Linac représentent une réelle limitation à l'étude des mécanismes radicalaires ultra-rapides. De nouvelles potentialités apparaissent avec les faisceaux d'électrons produits par interaction laser-plasma et dont la durée est inférieure à 100 fs. L'étude en temps réel de mécanismes radicalaires induits par l'interaction de particules relativistes avec des milieux d'intérêt biologique devient accessible. Les connaissances acquises ces dernières années sur la femtochimie radicalaire de basse énergie (< 10 eV) en phase liquide (Gauduel et al., 1998, 2000) s'avèrent essentielles pour aborder la femtochimie des hautes énergies (\sim MeV). Le projet Femtolyse de l'eau « le solvant de la vie » et de biomolécules développé au LOA s'inscrit dans cette perspective.

Les premiers travaux ont été initiés avant mon arrivée en thèse. Je présente néanmoins un bref résumé de quelques résultats (Gauduel et al., 2004; Brozek-Pluska et al., 2005) concernant le développement de la femtochimie des hautes énergies en phase liquide, avec l'apport de faisceaux d'électrons générés à partir d'un laser TW.

Afin de mieux comprendre les dommages précoces induits par des rayonnements particulaires ionisants sur des molécules d'eau, des mesures d'absorption résolues en temps ont été effectuées. L'un des objectifs est d'aborder les couplages électron secondaire-trou aqueux impliqués dans les mécanismes de formation du radical OH et de l'ion hydronium (proton hydraté). Le radical OH, par son haut pouvoir oxydant, exerce un rôle majeur en radiobiologie, radiothérapie et dans les processus d'apoptose radio-induits.

Le dispositif expérimental est présenté en Fig. 4.14. Une parabole hors-axe (*a*) de distance focale 30 cm a permis de générer une source d'électrons d'énergie inférieure à 15 MeV (*b*) dans un jet de gaz de densité électronique $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le spectre (*c*) est représenté par une distribution maxwellienne de température 4.5 ± 0.5 MeV. Afin de supprimer l'influence du rayonnement laser et afin de limiter la perturbation du milieu aqueux par la densité d'électrons de basse énergie (< 2 MeV), une plaque de cuivre de 1 millimètre d'épaisseur (*d*) était insérée entre la source d'électrons et la cuve d'eau (*e*). La distribution angulaire du faisceau d'électrons était mesurée sur un pile de films radiochromiques entre lesquels des plaques de cuivres permettaient de ralentir les électrons et de sélectionner la gamme d'énergie observée.

Une sonde infrarouge de durée 30 fs, centrée à 820 nm et ayant une largeur spectrale de 40 nm à mi-hauteur permet d'analyser la transition s-p d'électrons secondaires arrachés

1. traduction de Femtolysis, qui est une contraction de Femtosecond radiolysis

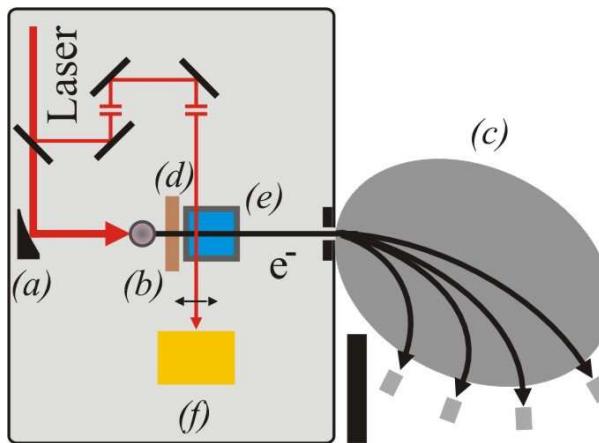


FIG. 4.14: (Couleur) Dispositif expérimental pour l'expérience de radiolyse. Le faisceau d'électrons excite les molécules d'eau à 294 K. La variation d'absorption d'une impulsion laser de 30 fs est mesurée sur une caméra haute dynamique. Le délai entre l'excitation et la lecture est contrôlé par une ligne à retard.

des molécules d'eau par les électrons relativistes, et stabilisés par des interactions avec ces molécules. L'électron hydraté, avec une configuration de type « s », représente le radical élémentaire de l'eau le plus réducteur. La compréhension de ses couplages précoces avec le radical OH et l'ion hydronium H_3O^+ fait l'objet de recherches développées dans le cadre du projet Femtolysé.

L'intensité du faisceau sonde de 30 fs (largeur à mi-hauteur) était inférieure à 10^{-3} J cm^{-2} afin de négliger l'excitation directe du milieu. Le signal est mesuré sur une caméra CCD de grande dynamique (16 bits) (*f*). Une ligne à retard assure le contrôle du délai entre le faisceau d'électrons et le signal d'absorption. L'avantage majeur de l'interaction laser plasma, outre la courte durée initiale du paquet d'électrons, est la parfaite synchronisation entre l'excitation par le paquet d'électrons et la lecture par la sonde infrarouge. L'absorption du faisceau sonde est représentée sur la figure 4.15. Cette courbe est obtenue en comparant le signal mesuré en présence du faisceau d'électrons et sans électrons sur la ligne de vue interceptée par un pixel. On voit un signal d'absorption qui atteint un maximum 3.5 ps après l'excitation et qui décroît sur des échelles de temps plus longues.

L'analyse de ce signal est assez complexe car l'excitation et la mesure se font suivant des axes perpendiculaires. C'est à dire que le paquet d'électrons continue à se propager dans le volume d'eau pendant que la lecture progresse. Ainsi, le signal mesuré contient la réponse individuelle d'absorption à des instants différents. On mesure en fait la convolution de la réponse unique d'un échantillon et des fonctions de réponse du dispositif de mesure. En estimant les fonctions de réponse du paquet d'électron et de la ligne de mesure, le signal d'absorption de l'échantillon unique après son excitation peut être obtenu par déconvolution.

L'amplitude du signal d'absorption permet de remonter à la densité moyenne d'électrons solvatés produits. Le rendement radiolytique primaire Ge_{hyd}^- a été estimé à 6.8 ± 0.5 molécules / 100 eV à l'instant 3.5 ps (Brozek-Pluska et al., 2005). Ce rendement s'exprime par unité de dose dont le dépôt est estimé à 15.5 ± 1 Gy sur l'axe de lecture par méthode Monte-Carlo. Les auteurs insistent sur le fait que ce rendement est supérieur

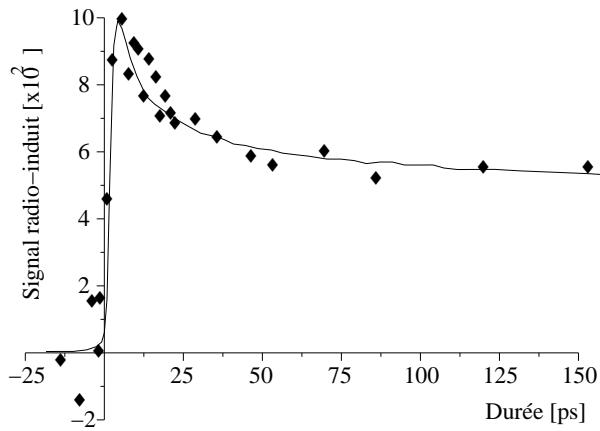


FIG. 4.15: Signal d'absorption pour différentes positions de la ligne à retard. Chaque point correspond à la moyenne sur plusieurs tirs.

aux prédictions des modèles stochastiques de la radiolyse de l'eau (Pimblott et La Verne, 1998; Muroya et al., 2002) pour lesquels les données sont extrapolées depuis des échelles de temps plus longues. Les systèmes quantiques mis en jeu aux temps courts sont plus complexes que ceux jusqu'alors utilisés pour décrire l'évolution de ce radical élémentaire à très fort pouvoir réducteur.

Ces données expérimentales préliminaires semblent montrer qu'une prise en compte de nombreux systèmes quantiques évanescents est nécessaire pour reproduire les courbes d'absorption aux très courts temps. Les trajectoires d'ionisation des molécules d'eau aboutissant à l'hydratation d'électrons secondaires et à la formation de radicaux OH utiles en radiothérapie prennent naissance à l'intérieur de grappes néoformées dans le régime préthermique ($\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ s).

Des études complémentaires sont nécessaires pour fixer l'ensemble des paramètres libres de tels systèmes. Néanmoins, les aspects innovants du projet Femtolysé pour la radiobiologie et ses applications éventuelles en radiothérapie résident dans la synergie entre les expériences de femtochimie radicalaire des hautes énergies et les prédictions spatio-temporelles des grappes d'ionisation issues de simulations numériques impliquant des méthodes de la chimie quantique.

4.4 Application à la génération de rayonnement X (mécanisme bétatron)

L'accélérateur laser-plasma permet de générer une source de rayonnement X très collimaté, large bande et énergétique (keV). La génération de ce rayonnement repose sur les oscillations du paquet d'électrons autour de l'axe central du canal ionique creusé par le laser. Tout simplement, des électrons soumis à une accélération rayonnent (Jackson, 1925, p662). Les champs électriques qui incurvent la trajectoire des électrons sont tellement forts que ce rayonnement s'étend jusqu'à la gamme des rayons X (quelques keV, longueur d'onde subnanométrique). Je précise qu'en section 3.1, nous avons étudié les oscillations du barycentre du paquet d'électrons. Même en l'absence de ces oscillations

du barycentre, cela n'exclut pas les oscillations individuelles des électrons.

Le mécanisme de génération de rayonnement synchrotron a été étudié dans le cadre de l'interaction laser-plasma (Whittum et al., 1990; Esarey et al., 2002; Kiselev et al., 2004). Cette radiation a été mesuré au Laboratoire d'Optique Appliquée par l'équipe d'A. Rousse (Rousse et al., 2004; Ta Phuoc et al., 2005). Cette source de rayonnement X est différente des autres sources existantes : la génération d'harmoniques d'ordre élevé est limitée à des radiations de l'ordre de 10 nm. La génération de rayonnement des sources K- α permet d'atteindre des longueurs d'onde subnanométriques mais leur émission dans 4π stéradians limite les applications.

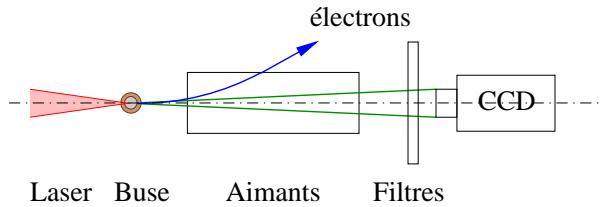


FIG. 4.16: Dispositif expérimental pour la mesure de rayonnement X par mécanisme bétatronique.

Le dispositif expérimental est présenté en figure 4.16. Après l'interaction, les électrons sont écartés de l'axe par un champ magnétique (0.3 T sur une distance de 20 cm). Un filtre en beryllium coupe le rayonnement d'énergie inférieure à 1 keV. Le profil du rayonnement est mesuré directement sur l'axe par une caméra CCD pour les rayons X, placée à 50 cm du lieu de l'interaction. La sensibilité de la caméra limite l'observation du rayonnement X à des énergies inférieures à 10 keV. La divergence du rayonnement X est estimée à 50 mrad (largeur à mi-hauteur) sur cette gamme spectrale. Le spectre de cette radiation est estimé en plaçant différents filtres devant la caméra. Des mesures ont été effectuées avec 25 μm de beryllium (1-10 keV), en y ajoutant soit un filtre de 40 μm d'aluminium (4-10 keV) soit un filtre de 25 μm de cuivre (6-10 keV). Ceci est représenté sur la figure 4.17. En prenant en compte la forme du spectre, les auteurs estiment le nombre de photons à plus de 10^8 par tir. Cette valeur est obtenue à la densité électronique optimale pour la génération de rayonnement synchrotron, soit $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans 3 mm d'hélium. Cet optimum est corrélé aux qualités de la source d'électrons. En dessous de cette densité, le nombre d'électrons accélérés chute rapidement, ce qui fait décroître le signal d'émission X. A plus forte densité électronique, le signal X décroît aussi car la qualité du faisceau d'électrons se dégrade : le nombre d'électrons à haute énergie diminue, la divergence du faisceau d'électrons augmente.

Dans les structures conventionnelles, ce rayonnement est généré lors du passage du faisceau d'électrons dans un ondulateur, composé d'une série d'aimants de polarité alternée. Mais les forces exercées sur les électrons dans l'interaction laser-plasma sont beaucoup plus fortes que celles du champ magnétique des aimants. Ainsi, les oscillations sont plus courtes et le spectre d'émission X s'étend à plus haute énergie. La compacité de ce système est un atout. Le nombre de photons émis dépend aussi du nombre d'oscillations effectuées dans la structure et l'allongement de la longueur d'interaction sera nécessaire pour accroître davantage l'intensité du rayonnement.

Une telle source permettra d'élargir les expériences de diffraction X résolue en temps

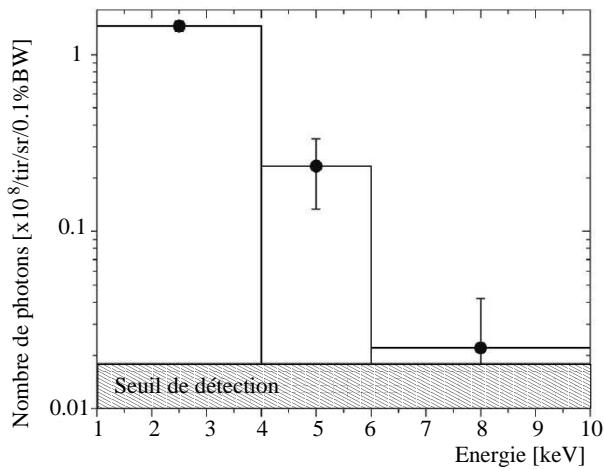


FIG. 4.17: Spectre du rayonnement X en utilisant différentes combinaisons de filtres.

(expériences de type pompe-sonde), les expériences d'absorption et de spectroscopie X. L'application de ce faisceau d'électrons pour l'amplification cohérente de rayonnement X (XFEL) est actuellement envisagée. Enfin, la génération de rayonnement X par diffusion Thomson sur une deuxième impulsion laser est aussi étudiée au laboratoire.

Conclusion et perspectives

Conclusion

L'interaction d'un laser ultra-intense et ultra-bref avec un gaz léger permet la production d'un faisceau d'électrons aux propriétés inédites. En ajustant les paramètres d'interaction, un faisceau quasi monoénergétique de haute énergie a été obtenu expérimentalement après une longueur d'accélération de 3 millimètres. Ce faisceau est très collimaté et de courte durée initiale. La charge contenue dans l'impulsion est de l'ordre de la centaine de pC. La dépendance détaillée des caractéristiques du faisceau d'électrons avec les paramètres d'interaction a permis de montrer l'importance des mécanismes d'autofo-calisation et de rétrécissement temporel. Les simulations particulières montrent que ceci permet d'atteindre une intensité suffisante pour créer une cavité propice à l'accélération à l'arrière de l'impulsion laser. Les électrons qui y sont piégés ont des conditions d'injections similaires et subissent un champ accélérateur de l'onde plasma distinct du champ électrique transverse du laser. Dans ces conditions d'accélération, le faisceau d'électrons est quasi monoénergétique.

Ces propriétés sont obtenues dans une gamme de paramètres restreinte. Pour les paramètres laser, l'allongement de la durée d'impulsion fait disparaître immédiatement le faisceau d'électrons. La diminution de l'énergie contenue dans l'impulsion montre qu'il faut accroître la densité électronique pour rétablir le faisceau d'électrons. La modification de l'ouverture numérique de l'optique focalisante montre que le faisceau d'électrons est moins énergétique lorsque l'on focalise fortement. Des études numériques sont en cours pour expliquer ces tendances. Pour les paramètres plasma, l'augmentation de la densité électronique mène à la dégradation de la qualité du faisceau d'électrons. Il devient polyénergétique, de spectre maxwellien et de divergence plus importante. A plus faible densité, nous avons aussi obtenu un spectre quasi monoénergétique mais la charge contenue diminue fortement. Les statistiques effectuées sur le faisceau d'électrons montrent des fluctuations dans le pointé du faisceau d'électrons comparable à la divergence du faisceau. Cette étude de stabilité illustre la difficulté d'obtenir des spectres quasi monoénergétiques de façon reproductible.

Des propriétés plus fines dans ce faisceau d'électrons ont été observées et interprétées avec l'appui de modèles physiques. Le faisceau d'électrons possède des structures à la longueur d'onde du laser et à la longueur d'onde plasma qui ont été observées par émission cohérente de rayonnement de transition à une interface métal-vide. Indépendamment, une corrélation entre l'angle de sortie et l'énergie a été mesurée et attribuée au mécanisme d'oscillations bétatroniques durant la propagation du faisceau. Enfin, les propriétés du laser transmis ont aussi été mesurées. En utilisant un autocorrélateur, nous avons mis en

évidence un rétrécissement temporel de l'impulsion, signature de fortes non-linéarités dans la propagation de l'impulsion. Cette interaction fournit non seulement un faisceau d'électrons aux propriétés inédites mais aussi une impulsion laser très courte (10-14 fs) après filtrage par le plasma. Aucune autre méthode ne permet actuellement de générer des impulsion laser aussi courtes contenant une forte énergie (efficacité de 20%). La mesure de l'énergie laser transmise a permis d'estimer aussi la quantité d'énergie transférée aux ondes plasmas en fonction de la densité électronique.

Le spectromètre monotir développé et utilisé pendant cette thèse est décrit en détail. Un rappel des formules analytiques de la dispersion des électrons dans un champ magnétique permet de concevoir deux nouveaux spectromètres dont la résolution est adaptés à des électrons de plus haute énergie pour de futures expériences. Deux méthodes indépendantes permettent de déterminer l'amplitude du spectre des électrons. La première repose sur la normalisation du spectre par l'utilisation d'un intégrateur de charge. La deuxième provient de la calibration absolue du scintillateur. L'efficacité du scintillateur a été extrapolée à partir de mesures effectuées sur un accélérateur conventionnel pulsé. Les résultats obtenus pour ces deux méthodes diffèrent sensiblement et cet écart est finalement attribué à un signal parasité de l'intégrateur de charge, bien que de nombreux tests avaient été réalisés pour s'en affranchir.

Ces faisceaux d'électrons sont actuellement délivrés par des installations laser de haute cadence de répétition (10 Hz), ce qui est un atout pour les applications. Avec les progrès technologiques actuels, une installation laser de 100 TW a un coût modeste (de l'ordre de quelques millions d'euros) et doit permettre d'atteindre 1 GeV. Des systèmes "clef-en-main" sont développés par les industriels et leur compacité est adaptée à des laboratoires universitaires ou des hôpitaux. Dans le but de promouvoir les propriétés inédites de cette source, le groupe Sources de Particules par Laser a toujours cherché à développer de nouvelles applications.

Une expérience de radiographie γ a été réalisée en collaboration avec l'équipe du CEA DAM Île-de-France. Cette méthode d'inspection non-destructive a permis de visualiser de détails très fins et de reconstruire le profil de l'objet. Grâce aux dimensions submillimétriques de cette source secondaire de rayonnement, des images de haute résolution sont obtenues.

Le dépôt de dose d'un faisceau d'électrons quasi monoénergétique dans une volume d'eau a été simulé par méthode Monte-Carlo pour montrer les intérêts d'une telle source pour la radiothérapie. Au cours de cette collaboration avec l'équipe du DKFZ, nous avons montré qu'un tel traitement était compétitif avec ceux réalisés avec des sources de photons conventionnelles. Contrairement aux études précédentes sur l'interaction laser-plasma, la dose disponible est maintenant adaptée au traitement ce qui permet un temps d'exposition raisonnable.

L'application de sources d'électrons brèves à la radiolyse de l'eau, parfaitement synchronisées avec l'impulsion sonde pour la mesure, permet de sonder des échelles de temps subpicosecondes, non accessibles par des méthodes classiques.

Enfin, les oscillations bêtatroniques effectuées par les électrons au cours de leur accélération génèrent aussi un rayonnement X énergétique, bref et collimaté adapté à des études de diffraction ou d'absorption.

Perspectives

Il a été montré que le faisceau d'électrons produit est de haute qualité spatiale, temporelle et spectrale. La densité de charge est importante et la cadence de répétition du laser est commode pour les applications. Les applications développées durant cette thèse visent à montrer l'utilité de cette source directement en médecine pour des traitements nouveaux. A ce titre, des simulations de dépôt de dose ont été effectuées. Une suite normale de ces études serait d'irradier un fantôme pour visualiser ce dépôt de dose. Pour la biologie et la chimie aux temps brefs, l'amélioration significative de la divergence du faisceau d'électrons conduit à une meilleure résolution temporelle pour l'expérience de femtochimie. Une nouvelle campagne de mesures devrait pouvoir renforcer les conclusions sur la nécessité de prendre en compte de nouveaux états quantiques transitoires. Cette étude du comportement de la matière soumise à un dépôt d'énergie bref très dense est une toute nouvelle discipline et je pense que cet accélérateur sera un outil précieux pour de nombreuses études dans ce domaine. Par ailleurs, cette source primaire d'électrons peut servir à générer des sources secondaires de rayonnement γ pour faire du contrôle non destructif d'objets denses et de la visualisation haute résolution de déformations en industrie automobile et en aéronautique. Dans le domaine du rayonnement X, les oscillations du paquet d'électrons produisent un rayonnement X large bande, intense, collimaté et bref qui sera utilisé dans des expériences d'absorption et de spectroscopie résolues en temps. Il a été montré dans cette thèse qu'une tâche focale asymétrique peut mener à une injection décalée du paquet d'électrons et à l'observation d'oscillations sur le spectre des électrons. Cela peut être bénéfique pour la production de rayonnement X et des expériences peuvent être menées pour mesurer le rendement dans cette configuration, en utilisant un miroir déformable pour déformer la tâche focale. De même, des études sont menées pour injecter ce faisceau d'électrons dans un onduleur classique pour amplifier de façon cohérente le rayonnement X (XFEL).

Des développements sont en cours pour augmenter et stabiliser l'énergie des électrons. Deux méthodes sont envisagées pour augmenter leur énergie : soit en extrapolant ce régime d'accélération à des intensités et des énergies laser plus élevées, sur des distances d'accélération plus longues, soit en injectant ce premier faisceau d'électrons quasi monoénergétique dans une structure linéaire accélératrice (deux étages d'accélération). Le guidage de l'impulsion laser peut servir à allonger la longueur d'interaction.

Outre l'augmentation de l'énergie des électrons au delà du GeV, des efforts sont nécessaires pour la stabilisation tir à tir. L'étage d'accélération dans une structure linéaire a l'avantage de permettre le contrôle direct de l'énergie moyenne et de la largeur spectrale finale du faisceau d'électrons. Des études sont aussi en cours pour améliorer le contrôle de l'injection des électrons. Le faisceau d'électrons obtenu durant cette thèse a déjà des propriétés requises pour servir d'injecteur dans ces étages d'accélération : cet injecteur doit fournir un faisceau bref, pour que tous les électrons se situent dans la même partie de l'onde plasma, il doit délivrer une densité de charge importante et le faisceau doit avoir de bonnes propriétés spatiales (divergence) et spectrales (monochromatique) afin de permettre le transport de ces électrons dans ce deuxième étage. De plus, l'utilisation d'un deuxième faisceau laser contre-propagatif peut aussi permettre de contrôler l'instant d'injection des électrons dans une onde plasma initialement non-déferlante.

Nos conditions expérimentales étaient très proches de cette zone de transition où des

structures quasi monoénergétiques apparaissent et cette interaction peut éventuellement se stabiliser naturellement au delà de cette zone. Certains théoriciens parlent de convergence vers une solution asymptotique à plus haute intensité (Gordienko et Pukhov, 2005). Les développements lasers actuels conduisent à des installations plus stables, ce qui devrait aussi diminuer les fluctuations du faisceau d'électrons liées aux mécanismes non-linéaires et donc aux fluctuations initiales de l'interaction. Cette étape initiale d'auto-focalisation dans le gradient de densité du jet de gaz est cruciale et nécessite des études approfondies.

L'émergence actuelle de nombreuses installations laser de classe Pétawatt à travers le monde témoigne de la concurrence internationale actuelle. De grands projets sont en cours de construction en Europe, dans le domaine de l'interaction laser-plasma à très haute intensité, parmi lesquels je cite ceux où le Laboratoire d'Optique Appliquée est impliqué : le projet Propulse, consortium de laboratoires de recherche, d'industriels et de médecins, vise à produire des protons de haute énergie pour des applications thérapeutiques. Le projet XFEL (acronyme de X Free Electron Laser) vise à produire une source de rayonnement X intense par rayonnement cohérent d'un faisceau d'électrons. Enfin, le projet ELI (acronyme de Extreme Light Infrastructure), mené par notre directeur Gérard Mourou, sera une infrastructure laser de grande envergure pour répondre aux besoins d'installation plus puissantes pour les nombreux thèmes de recherches concernés par l'interaction laser plasma à ultra haute intensité.

Annexe A

Modèle d'oscillations bêta-troniques

Cette annexe contient un modèle analytique décrivant les oscillations bêta-troniques d'un électron relativiste soumis à une force longitudinale constante.

A.1 Équations analytiques

On résoud les équations du mouvement pour un électron relativiste dans un champ longitudinal constant et une force de rappel radiale linéaire (menant aux oscillations) (voir Fig. A.1).

Les hypothèses de validité de ce modèle sont :

- La longueur d'accélération est très inférieure à la longueur de déphasage (pour pouvoir considérer le champ accélérateur constant).
- Tous les électrons sont injectés à un rayon donné r_0 , avec un énergie initiale $\gamma_0 mc^2$, et leur vitesse initiale est parallèle à l'axe de propagation.
- On considère de faibles angles d'oscillation (approximation paraxiale) $v_r \ll v_z$.

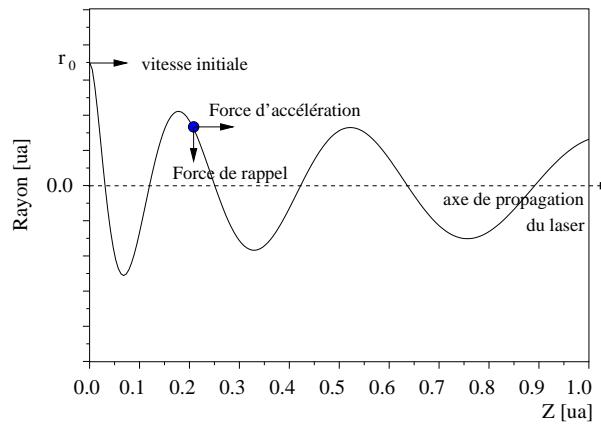


FIG. A.1: Exemple de trajectoire pour un électron soumis à une force de rappel radiale linéaire et une accélération longitudinale.

L'électron est soumis à la force \vec{F}

$$\vec{F} = eE_z \vec{e}_z - \frac{m\omega_{pe}^2}{2} r \vec{e}_r \quad (\text{A.1})$$

Pour des raisons de simplicité, je choisis $E_z > 0$ pour éviter toute confusion dans les équations finales. L'équation du mouvement d'un électron relativiste soumis à cette force s'écrit

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \vec{F} \quad (\text{A.2})$$

On effectue la projection suivant les deux axes

$$\frac{d}{dt}(\gamma v_z) = \frac{e}{m} E_z \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma v_r) = -\frac{\omega_{pe}^2}{2} r \quad (\text{A.4})$$

La première équation A.3, décrit le gain d'énergie dans le champ accélérateur.

$$\gamma v_z - \gamma_0 v_{z0} = \frac{e}{m} E_z t \quad (\text{A.5})$$

En utilisant l'hypothèse des faibles angles d'oscillation, on a $v_z \sim \beta c$, ce qui donne

$$\gamma \beta = \frac{e E_z}{mc} t + \gamma_0 \beta_0 \equiv a t + b \quad (\text{A.6})$$

La deuxième équation du système A.4 contient toute la physique des oscillations

$$\frac{d}{dt}(\gamma v_r) = \dot{\gamma} v_r + \gamma \dot{v}_r = -\frac{\omega_{pe}^2}{2} r \quad (\text{A.7})$$

En introduisant une nouvelle variable $d = \omega_{pe}^2/2$, l'équation A.7 peut être réécrite sous la forme suivante :

$$(a t + b) \ddot{r} + a \dot{r} + d r = 0 \quad (\text{A.8})$$

La solution d'une telle équation différentielle n'est pas triviale. Pour $r(0) = r_0$ et $\dot{r}(0) = 0$ la solution s'écrit :

$$r(t) = \frac{\pi \sqrt{db}}{a} r_0 \left[J_1 \left(2\sqrt{db}/a \right) Y_0 \left(2\sqrt{d(b+at)}/a \right) - Y_1 \left(2\sqrt{db}/a \right) J_0 \left(2\sqrt{d(b+at)}/a \right) \right] \quad (\text{A.9})$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de premier type d'ordres 0 et 1 respectivement, Y_0 et Y_1 sont les fonctions de Bessel de deuxième type d'ordre 0 et 1 respectivement.

En utilisant l'approximation des faibles angles, on en tire que $\theta \approx v_r/v_z \approx v_r/c$. Alors, l'angle par rapport à l'axe de propagation s'écrit

$$\theta(t) = -\frac{\pi d \sqrt{b}}{a \sqrt{b+at}} \frac{r_0}{c} \left[J_1 \left(2\sqrt{db}/a \right) Y_1 \left(2\sqrt{d(b+at)}/a \right) - Y_1 \left(2\sqrt{db}/a \right) J_1 \left(2\sqrt{d(b+at)}/a \right) \right] \quad (\text{A.10})$$

En reprenant les variables physiques, ceci devient en utilisant Eq. A.6

$$\theta_{E_z}(t) = -\theta_0 \frac{E_0}{E_z} \sqrt{\frac{\gamma_0 \beta_0}{\gamma \beta}} \left[J_1 \left(\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma_0 \beta_0} \right) Y_1 \left(\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma \beta} \right) - Y_1 \left(\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma_0 \beta_0} \right) J_1 \left(\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma \beta} \right) \right] \quad (\text{A.11})$$

où $E_0 = mc\omega_{pe}/e$ et $\theta_0 = \frac{\pi\omega_{pe}}{2c}r_0$

On peut tenter de simplifier cette équation d'avantage en ajoutant des hypothèses. Si on considère que $\sqrt{2\gamma_0 \beta_0} E_0 / E_z \gg 1$, alors on peut utiliser les équivalents suivants

$$\begin{aligned} J_0(x) &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin(x + \pi/4) \\ J_1(x) &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin(x - \pi/4) \\ Y_0(x) &\rightarrow -\sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos(x + \pi/4) \\ Y_1(x) &\rightarrow -\sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos(x - \pi/4) \end{aligned}$$

$$\theta_{E_z}(t) = -\frac{\theta_0}{\pi} \frac{(\gamma_0 \beta_0)^{1/4}}{(\gamma \beta)^{3/4}} \sin \left[\frac{E_0}{E_z} \left(\sqrt{2\gamma \beta} - \sqrt{2\gamma_0 \beta_0} \right) \right] \quad (\text{A.12})$$

L'équation A.12 montre que l'amplitude des oscillations décroît à cause de l'accélération à des énergies relativistes. Ici, l'équation du mouvement est décrite par trois paramètres : l'amplitude des oscillations (contrôlée par θ_0), la fréquence des oscillations (contrôlée par E_z) et la phase de ces oscillations (liée à l'énergie d'injection γ_0).

En l'absence de champ électrique accélérateur ($E_z = 0$), on retrouve l'équation simple d'un oscillateur de pulsation $\omega_\beta = \omega_{pe}/\sqrt{2\gamma_0 \beta_0}$, qui est la formule habituellement utilisée pour décrire les oscillations bétatroniques.

A.2 Optimisation des paramètres

Dans cette partie, nous utilisons la figure 3.1 de la section 3.1.

L'énergie d'injection peut être estimée à partir d'arguments simples. Dans le régime de la bulle, l'injection est localisée à la zone se trouvant à l'arrière de la bulle. Si on se réfère à la notion de séparatrice présentée en Sec 1.2.3, on voit que l'énergie d'injection pour entrer dans la séparatrice est égale au facteur de Lorentz associé à l'onde : $\gamma_0 = \gamma_p \sim \omega_0/\omega_p$. Il faut que l'électron voyage longitudinalement à la même vitesse que l'onde pour être piégé. Des études récentes (Lu et al., 2006b) ont aussi pris en compte de la vitesse d'érosion de l'impulsion laser, ce qui diminue sa vitesse de groupe et donc la vitesse de phase de l'onde plasma. Par conséquent, l'énergie d'injection devient :

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0}{\sqrt{3}\omega_p} \quad (\text{A.13})$$

Pour une densité électronique $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on obtient $\gamma_0 \sim 9.5$. Il reste deux paramètres : θ_0 et E_z .

Une petite justification maintenant sur l'hypothèse faite pour utiliser les expressions asymptotiques des fonctions de Bessel. On considère un rapide calcul pour un champ électrique de E_z de 100 GV/m et une pulsation plasma de $1.4 \times 10^{14} \text{ rad/s}$. Alors, $\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma_0\beta_0}$ donne 10.4, ce qui maintient l'hypothèse $\frac{E_0}{E_z} \sqrt{2\gamma_0\beta_0} \gg 1$ à priori. On pourra remarquer à posteriori que cette hypothèse reste valable quand l'optimisation aura été effectuée.

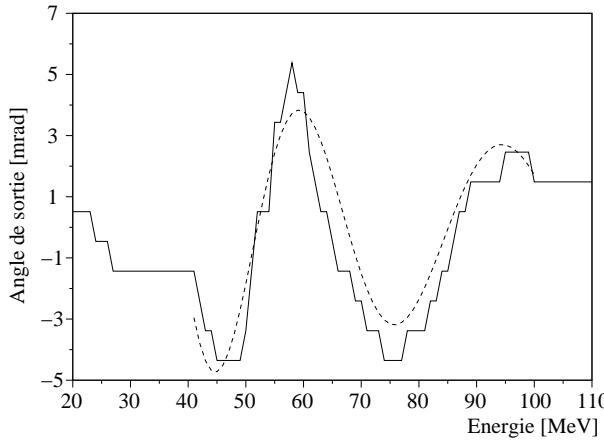


FIG. A.2: Optimisation des paramètres de l'éq. A.12 aux données expérimentales avec les paramètres $\theta_0 = 0.25$, $E_0/E_z = 1.6$. (trait plein) données expérimentales, (tirets) optimisation.

Les paramètres optimaux sont $E_0/E_z = 1.6$ et $\theta_0 = 0.25$. Connaissant la densité, on obtient le champ électrique accélérateur $E_z = 150 \text{ GV/m}$. Un tel champ est plausible car il correspond à la valeur obtenue dans des simulations PIC équivalentes (Tsung et al., 2004). On peut exprimer le rayon d'injection à partir de θ_0 qui vaut $r_0 = 0.35 \mu\text{m}$ ce qui est bien inférieur aux dimensions de la cavité.

Le modèle choisi peut être contesté et/ou raffiné. En réalité, le champ électrique n'est pas constant, l'injection n'est pas forcément parallèle à l'axe de propagation mais ceci amène à considérer des équations beaucoup plus délicates. Ce modèle contient les éléments essentiels pour expliquer un tel spectre : l'accélération et la force de rappel qui provoque les oscillations. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec ce processus physique. Il reste à comprendre ce qui a pu provoquer de telles oscillations de la direction moyenne des électrons en fonction de l'énergie. Il est possible qu'une asymétrie dans le champ laser provoque une injection elle aussi asymétrique, ou bien que l'axe laser ait changé brusquement au cours de la propagation.

Annexe B

Description du spectromètre à électrons

Dans cette annexe, je donne les formules analytiques et les travaux expérimentaux menés pour caractériser ce détecteur. Toute cette étude a servi à concevoir deux autres spectromètres plus grand, dont un pour l'observation d'électrons accélérés jusqu'au GeV. De nombreux autres groupes travaillant sur l'interaction laser-plasma utilisent le même type de détecteur.

B.1 Géométrie expérimentale

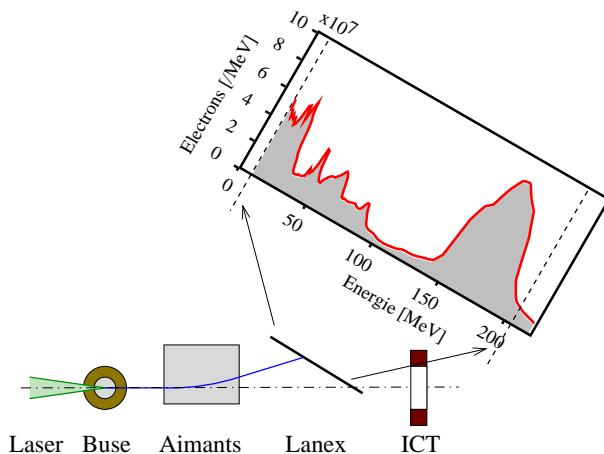


FIG. B.1: (Couleur) Dispositif expérimental pour la mesure du spectre des électrons.

La figure B.1 illustre le dispositif de détection. Les électrons issus du plasma sont dispersés lors de leur traversée dans le champ magnétique et traversent ensuite un scintillateur. Nous imageons la surface du scintillateur sur une caméra CCD de grande dynamique (16 bits). La radiation de relaxation émise par les atomes du scintillateur permet d'observer le spectre des électrons suivant l'axe horizontal ainsi que la divergence suivant l'axe vertical. La charge est estimée avec l'ICT, centré sur l'axe du laser. Nous mesurons ainsi le nombre d'électrons collectés par cet appareil après dispersion. Cela correspond à la partie haute énergie du spectre.

La description de ce spectromètre est séparée en deux parties : une partie pour rappeler la trajectoire d'un électron dans ce champ magnétique, jusqu'au détecteur, et une partie concernant le système de détection composé du scintillateur et du système imageur (en Annexe C).

L'aimant est composé de deux blocs rectangulaires de NdFeB de longueur $L_m = 5$ cm, de largeur $l_m = 2.5$ cm et d'épaisseur 1 cm, séparés par un entrefer de 1 cm. Le champ magnétique au centre mesuré avec une sonde à effet Hall donne une valeur $B_m = 0.45$ T. Voici un résumé des formules analytiques donnant la trajectoire de l'électron.

B.2 Formulation analytique

B.2.1 Pour un aimant rectangulaire

Dans cette partie, nous considérons le champ magnétique uniforme et égal à B_m dans l'entrefer de l'aimant et nul à l'extérieur. Le rayon de courbure R d'un électron relativiste d'énergie cinétique E_0 dans ce champ magnétique uniforme est donné par

$$B_m R = \frac{\sqrt{E_0(E_0 + 2mc^2)}}{ec} \quad (\text{B.1})$$

où e représente la charge élémentaire de l'électron et c la célérité de la lumière. On peut considérer que les électrons que nous observons ont une énergie très supérieure à leur énergie au repos, ce qui permet de simplifier cette relation en $B_m R = E_0/(ec)$

Les paramètres géométriques qui décrivent le système sont D_s la distance entre la source et l'entrée de l'aimant, D_l la distance entre l'entrée de l'aimant et le scintillateur, le long de l'axe laser, θ_l l'angle du scintillateur par rapport à l'axe transverse. Les différents paramètres sont définis sur la figure B.2.

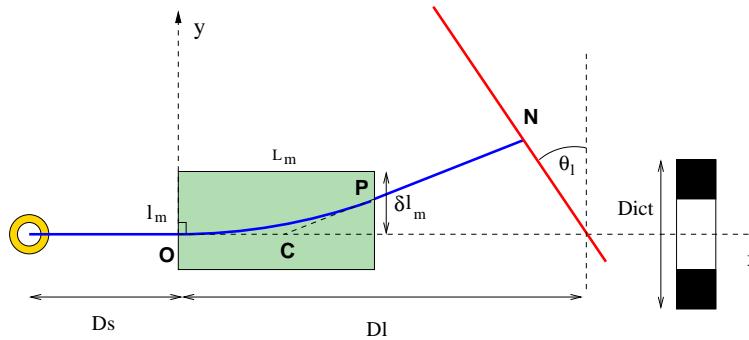


FIG. B.2: (Couleur) Définition des paramètres utilisés dans le texte.

La trajectoire d'un électron peut ainsi être décrite par des formes géométriques simples : il se propage en ligne droite en l'absence de champ magnétique et décrit un arc de cercle dans l'aimant. L'origine du repère est prise à l'entrée de l'aimant. L'électron arrive suivant l'axe (Ox), perpendiculaire à la surface de l'aimant. A condition que l'électron ressorte par le coté opposé, l'intersection de sa trajectoire circulaire avec l'extrémité de l'aimant

en P a pour coordonnées :

$$(x_P, y_P) = (L_m, R - \sqrt{R^2 - L_m^2}) \quad (\text{B.2})$$

Dans nos expériences, le support de l'aimant les empêche de sortir par les côtés. Du coup, ceux qui ressortent par la face opposée de l'aimant vérifient la relation $y_P < \delta l_m$, où δl_m est l'ordonnée maximale de l'aimant.

Le point C , qui se trouve à l'intersection de la tangente à la trajectoire de l'électron lorsqu'il entre et sort de l'aimant, vérifie $OC = CP$. Ceci donne les coordonnées suivantes :

$$(x_C, y_C) = \left(\frac{x_P^2 + y_P^2}{2x_P}, 0 \right) \quad (\text{B.3})$$

Finalement, l'intersection en N de la trajectoire de l'électron avec le scintillateur par prolongement rectiligne s'écrit :

$$(x_N, y_N) = \left(Dl - y_N \tan(\theta_l), \frac{(Dl - x_C)y_P}{x_P - x_C + y_P \tan(\theta_l)} \right) \quad (\text{B.4})$$

B.2.2 Pour un aimant circulaire

L'expression B.4 reste valable pour un aimant circulaire de champ magnétique uniforme, de centre C et de rayon $R_m = OC$, à condition de remplacer x_C par R_m .

B.2.3 Adaptation au champ magnétique mesuré expérimentalement

Dans le paragraphe précédent, nous avons estimé que le champ magnétique était uniforme. En réalité, puisque aucune précaution n'est prise pour refermer les lignes de champ, ceci est loin d'être le cas. Le champ magnétique réel possède une longueur de gradient comparable à la distance de l'entrefer. Afin d'estimer l'impact de ceci, le véritable champ magnétique de l'aimant a été mesuré point par point avec une sonde à effet Hall.

Calcul du champ magnétique en tout point dans l'approximation dipolaire

Il n'est pas possible de mesurer les trois composantes du champ magnétique en tout point de l'espace. Afin de simuler les trajectoires des électrons, j'ai écrit un programme qui fournit toute cette information. Je fais l'hypothèse que tous les matériaux sont magnétiquement perméables et je calcule la contribution de nombreux petits dipôles magnétiques composant l'aimant. Le champ magnétique rayonné par un dipôle placé en P et mesuré en M s'écrit

$$d^3 \vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{\nabla}_M \left(\frac{d\vec{M} \cdot \vec{r}}{r^3} \right) \quad (\text{B.5})$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, $\vec{\nabla}_M$ est l'opérateur des dérivées partielles en M , $d\vec{M} = \vec{m} dx_P dy_P dz_P$ est le moment magnétique dipolaire élémentaire et $\vec{r} = \vec{PM}$ la position relative du point M par rapport à P .

L'idée est d'intégrer cette équation sur les dimensions de l'aimant (coordonnées de P). Il est possible d'intégrer analytiquement le champ magnétique suivant certains axes pour des aimants rectangulaires ou circulaires. Ceci ne sera pas détaillé car des programmes commerciaux plus complets existent déjà.

Sur la Fig. B.3, on voit les mesures expérimentales, les résultats du calcul et le champ magnétique uniforme utilisé précédemment. L'amplitude de la courbe obtenue par calcul a été ajustée pour épouser la mesure au centre de l'aimant. L'adéquation est parfaitement correcte entre la mesure et les calculs. On remarque que le champ magnétique devient négatif en dehors de l'aimant, ce qui diminue l'efficacité globale de dispersion de cet aimant. Comme rien n'a été fait pour canaliser les lignes de champ, il n'est pas surprenant que le champ magnétique s'inverse en dehors.

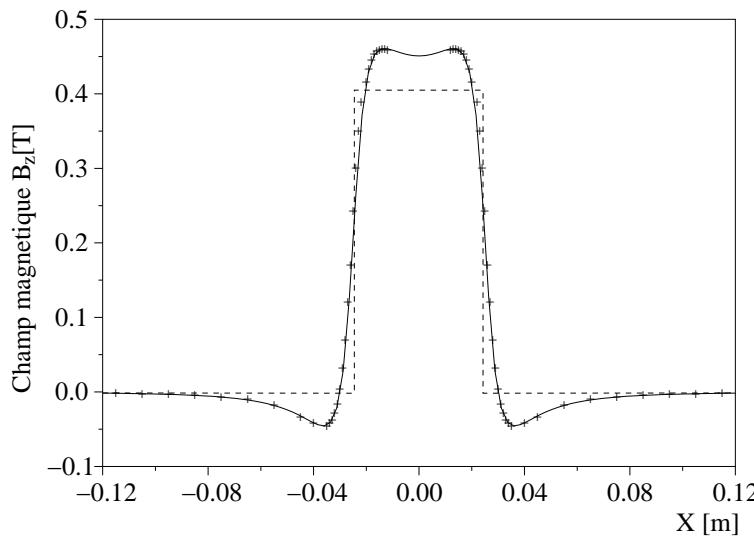


FIG. B.3: Comparaison des mesures du champ magnétique B_z le long de l'axe laser (plus) aux calculs numériques (ligne) et champ magnétique effectif pour les formules analytiques (tirets).

Dispersion

On introduit maintenant la notion de champ magnétique effectif B_m^{eff} qui sera utilisée pour les formules analytiques. Son expression est

$$B_m^{eff} = \frac{1}{L_m} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(x) dx \quad (\text{B.6})$$

où $B_z(x)$ est la composante suivant (Oz) du champ magnétique mesurée le long de l'axe de propagation du laser. Dans nos conditions expérimentales, le champ magnétique effectif vaut $B_m^{eff} = 0.41$ T.

Les courbes de dispersion obtenues pour le champ magnétique calculé et pour les formules analytiques ajustées sont montrées sur la Fig. B.4. Les deux courbes sont pratiquement confondues ce qui justifie l'utilisation des formules analytiques dans la suite. L'incertitude liée à l'écart qui les sépare est négligeable devant l'incertitude issue de la taille transverse du faisceau d'électrons sur le scintillateur.

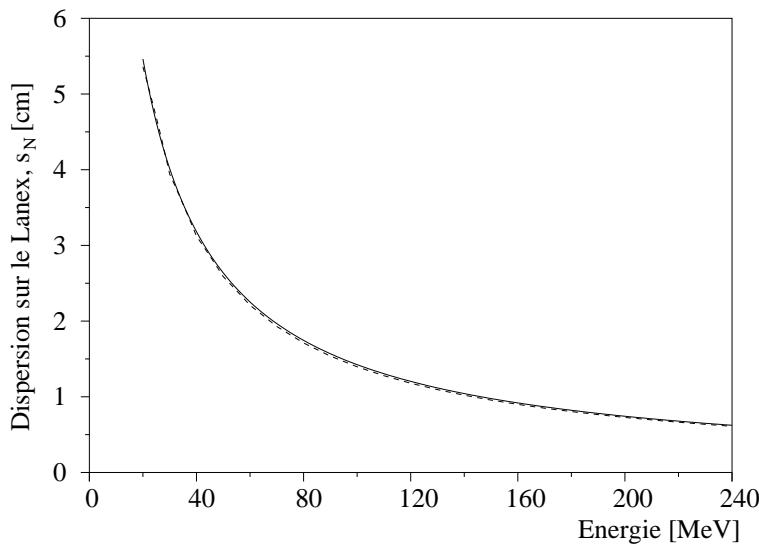


FIG. B.4: Dispersion sur le film phosphore en fonction de l'énergie de l'électron pour les formules analytiques (tirets) et pour une simulation reproduisant le champ réel de l'aimant en tout point (ligne).

B.2.4 Le pouvoir de dispersion

La résolution de ce spectromètre est principalement limitée par la divergence du faisceau d'électrons. Ceci n'a pas été pris en compte dans les formules analytiques de la section précédente, puisque la trajectoire de l'électron était supposée être perpendiculaire à la surface de l'aimant. Il faut bien comprendre que même dans le cas idéal d'un faisceau d'électrons parfaitement monoénergétique, le faible angle de divergence donnerait un signal circulaire (en fait elliptique) sur le détecteur autour de la position moyenne de déviation. L'angle de divergence peut être mesuré dans la direction non dispersive (où l'influence du champ magnétique est négligeable). Pour les plasmas peu denses, nous avons mesuré une divergence de 10 mrad, valeur peu dépendante de l'énergie de l'électron au dessus de 20 MeV pour nos meilleurs tirs. Dans cette étude, on néglige les phénomènes de focalisation par les effets de bord du champ magnétique (Humphries, 1986). Voici une estimation de ces effets de bords dans le plan perpendiculaire au plan de dispersion. Dans le cadre des lentilles magnétiques minces, la distance focale pour un faisceau d'électrons de divergence $\theta_s \ll 1$ est $f \sim 2R/\theta_s$, où R est le rayon de giration de l'électron. Si on considère un faisceau d'électrons de 100 MeV de divergence 10 mrad arrivant dans des aimants dont le champ magnétique dans l'entrefer vaut 1 T, on obtient une distance focale de 67 m, ce qui est très grand par rapport aux dimensions de l'expérience.

La résolution relative en énergie est définie comme la gamme d'énergie recouverte à cause de la divergence du faisceau d'électrons autour d'une énergie centrale E_0 , divisé par E_0 . Comme le détecteur est incliné, l'étalement du faisceau d'électrons sur le détecteur à l'ordre le plus bas s'écrit $\delta_s = L_{tot} \theta_s / \cos(\theta_\perp)$, où L_{tot} représente la longueur totale de la trajectoire de l'électron depuis le point d'interaction jusqu'au Lanex et $\theta_\perp = \theta_l - \theta_e$ est l'angle entre la normale au scintillateur et la trajectoire de l'électron. θ_e est l'angle de

l'électron par rapport à l'axe (Ox) (voir Fig. C.2) et a pour expression

$$\theta_e = \arctan \left(\frac{y_P}{x_P - x_C} \right) \quad (\text{B.7})$$

En supposant $\delta_s \ll s_N \ll L_{tot}$, où $s_N = y_N / \cos(\theta_l)$ est l'abscisse curviligne le long du détecteur, la résolution pour une énergie E_0 est :

$$\frac{\delta E}{E_0} = \frac{\delta_s}{E_0} \div \frac{ds_N}{dE} \quad (\text{B.8})$$

L'équivalent à haute énergie de cette résolution relative est :

$$\frac{\delta E}{E_0} \underset{E_0 \rightarrow \infty}{\sim} \frac{(Ds + Dl)R\theta_s}{(Dl - L_m/2)L_m} \quad (\text{B.9})$$

Cette résolution se dégrade linéairement avec l'énergie de l'électron E_0 (incluse dans l'expression du rayon de courbure R).

Application numérique

Pour les paramètres expérimentaux typiques de nos expériences, résumés dans le tableau B.1, on obtient une résolution relative de 6, 14, 27 et 53% pour des électrons de 20, 50, 100 et 200 MeV respectivement.

B.3 Le développement de nouveaux spectromètres

Les objectifs principaux des expériences actuelles visent à mesurer des électrons à haute énergie. Des spectromètres adaptés à ces mesures sont nécessaires. Dans le cadre où la longueur de l'aimant dépasse largement les deux autres distances ($D_s \ll D_l$ et $D_l \sim L_m$), alors l'équation Eq. B.9 devient $2R\theta_s/L_m$ ce qui évolue comme l'inverse de $B_m L_m$. Ainsi, pour augmenter la résolution, il faut augmenter le pouvoir dispersif de l'aimant (lié au produit $B_m L_m$) soit en augmentant le champ magnétique, soit en augmentant la longueur de l'aimant.

Le champ magnétique maximal des aimants en terre rare est d'environ 1.3 Tesla dans l'entrefer. Nous avons passé la commande de deux aimants avec un champ magnétique $B_m = 1$ T dans l'entrefer (voir Fig. B.5). Les longueurs de ces aimants sont 10 cm et 40 cm. Le premier donnera une meilleure résolution que l'aimant artisanal à haute énergie (>100 MeV). Le spectromètre de 40 cm servira à observer des électrons avec des énergies de l'ordre du GeV dans des expériences futures. Grâce au travail du fabricant pour refermer les lignes de champ, le champ magnétique effectif a été estimé à $B_m^{eff} = 1.3$ T pour celui de 10 cm, ce qui est supérieur cette fois-ci au champ magnétique au centre de l'aimant. Ceci témoigne d'une qualité supérieure de ce type d'aimant (le champ magnétique ne change pas de signe à l'extérieur). Ce spectromètre compact donne une résolution de 10% at 200 MeV pour cette divergence, ce qui est nettement mieux que celui utilisé précédemment. Cependant, cette résolution affiche 49% à 1 GeV ce qui n'est pas acceptable.

Le second spectromètre pour des énergies de 1 GeV est véritablement plus long et sa géométrie a besoin d'être modifiée. En particulier, nous devrons placer le scintillateur beaucoup plus loin, ce qui augmentera le diamètre du faisceau d'électrons (à cause de la

Paramètre	Symbole	Valeur
Spectromètre		
<i>Aimant</i>		
Champ mag équivalent	B_m^{eff}	0.41 T
Longueur	L_m	5 cm
Largeur	l_m	2.5 cm
Décalage	δl_m	1.3 cm
Distance au scintillateur	D_l	17 cm
<i>Scintillateur</i>		
Angle	θ_l	55°
Taux de conversion	$\epsilon dE/dx$	1.8 MeV/cm
Densité surface	h_S	33 mg/cm ²
Densité du phosphore	ρ_{GOS}	7.44 g/cm ³
Énergie d'un photon	E_{ph}	2.27 eV
Facteur de transmission	ζ	0.22
<i>ICT</i>		
Diamètre	D_{ICT}	10 cm
Système de Détection		
Angle solide	$\delta\Omega$	2.0×10^{-3} sr
Angle d'observation de la CCD	θ_{CCD}	15°
Lentille	q_L	0.95
Quartz	q_Q	0.95
Filtre interférentiel	q_{IF}	0.20
Taille d'un pixel projeté sur le scintillateur	δs_{pix}	0.28 mm
Source d'électrons		
Distance à l'aimant	D_s	6 cm
Divergence	θ_s	10 mrad

TAB. B.1: Paramètres expérimentaux, expliqués dans le texte

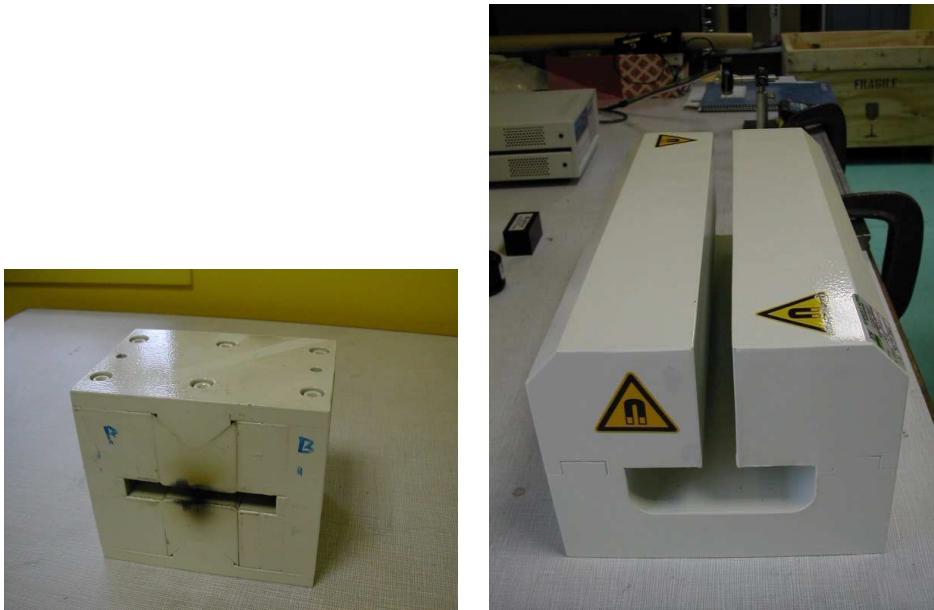


FIG. B.5: (Couleur) Photographies des aimants de 10 cm (à gauche) et de 40 cm (à droite).

divergence). Néanmoins, avec les paramètres listés dans le tableau B.2, la résolution à 1 GeV est égale à 18%. On espère en plus que la divergence du faisceau d'électrons sera plus faible à ces énergies ce qui améliorera d'autant la résolution. Cet aimant, ouvert d'un côté, permet aussi la mesure des électrons de plus faible énergie car ils quitteront l'aimant par les bords, ce qui assurera une dispersion modérée. La distance entre les pôles a aussi été augmentée à 2 cm puisqu'il sera plus long, ce qui donne un champ effectif $B_m^{eff} = 0.87$ T longitudinalement.

Cette annexe résume le travail accompli pour concevoir un spectromètre monotir. Les formules analytiques donnant la position de l'impact sur le scintillateur ainsi que la résolution sont décrites. La dispersion analytique est aussi comparée à la mesure pour adapter la valeur du champ magnétique effectif. En utilisant un spectromètre compact “fait maison”, nous avons mesuré de nouvelles propriétés du faisceau d'électrons : un pic quasi monoénergétique à haute énergie. Cependant, même si l'image brute montre un signal très fin, le spectre déconvolué émousse les gradients. Par conséquent, un aimant plus dispersif est nécessaire pour ce type d'expérience ainsi qu'un second aimant plus long pour des expériences d'accélération au GeV. Des calculs ont permis de déterminer la longueur des aimants pour obtenir une résolution suffisante à haute énergie (200 MeV et 1 GeV).

Paramètre modifié	Symbol	Valeur
Spectromètre 10 cm		
Champ magnétique nominal	B_m	1.1 T
Champ magnétique effectif	B_m^{eff}	1.3 T
Longueur de l'aimant	L_m	10 cm
Largeur de l'aimant	l_m	10 cm
Décalage de l'aimant	δl_m	5 cm
Distance Aimant-Scintillateur	D_l	17 cm
Distance Source-Aimant	D_s	6 cm
Spectromètre 40 cm		
Champ magnétique nominal	B_m	0.85 T
Champ magnétique effectif	B_m^{eff}	0.87 T
Longueur de l'aimant	L_m	40 cm
Largeur de l'aimant	l_m	8 cm
Décalage de l'aimant	δl_m	4 cm
Distance Aimant-Scintillateur	D_l	55 cm
Distance Source-Aimant	D_s	10 cm

TAB. B.2: Liste des paramètres modifiés pour les deux nouveaux aimants.

Annexe C

Détermination de l'amplitude du spectre électronique

Initialement, l'amplitude du spectre était déterminée à partir de la charge mesurée par l'intégrateur de charge. Cette annexe présente aussi une méthode de calibration absolue, basée sur le rendement global du système de détection pour obtenir le nombre d'électrons.

La lumière émise par le scintillateur provient de granules phosphorescents (Giakoumakis et Miliotis, 1985). Nous ferons l'hypothèse que l'énergie émise dans le domaine visible par ce film est proportionnelle à la quantité d'énergie déposée dans la couche de composition chimique $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$. Le dépôt d'énergie des électrons dans le gadolinium oxysulfide pur (GOS) est indépendant de l'énergie de l'électron au delà de 1 MeV, ce qui est démontré dans le paragraphe suivant. Pour représenter le spectre sur une échelle linéaire, il faut tenir compte de la dispersion des électrons. Ceci s'obtient à partir des équations de l'annexe B.2. Les deux méthodes de calibration sont ensuite introduites.

C.1 Simulation du dépôt d'énergie dans le scintillateur

Tout d'abord, je justifie que le dépôt d'énergie des électrons dans le scintillateur peut être considéré constant au dessus de 1 MeV. L'épaisseur équivalente de GOS pur, qui émet de la lumière, est de $44 \mu\text{m}$ pour le scintillateur Lanex Kodak Fine.

L'utilisation des tables de valeurs du pouvoir d'arrêt total ou collisionnel publiées dans (ICRU) a l'inconvénient de considérer que toutes les particules secondaires créées déposent leur énergie à l'endroit de leur création. En réalité, il faut tenir compte de la propagation de ces particules secondaires (essentiellement les photons et les électrons) qui peuvent quitter le scintillateur et déposer leur énergie plus loin. Les simulations Monte-Carlo de type Geant4 (*et al*, 2003) permettent de tenir compte de la propagation des particules secondaires. J'ai donc simulé la propagation d'électrons dans une cible de $44 \mu\text{m}$ de GOS. Le dépôt d'énergie effectif est représenté sur la figure C.1. La ligne pleine est pratiquement horizontale au dessus de 1 MeV, ce qui signifie que le dépôt d'énergie effectif des électrons dans $44 \mu\text{m}$ de GOS pur est indépendant de l'énergie des électrons au dessus de 1 MeV.

Afin de vérifier les calculs de dose, j'ai ajouté toute l'énergie des électrons secondaires qui ont quitté la cible à l'énergie déposée dans le milieu. La courbe d'énergie déposée épouse parfaitement les valeurs tabulées du pouvoir d'arrêt collisionnel. Si à cela, j'ajoute

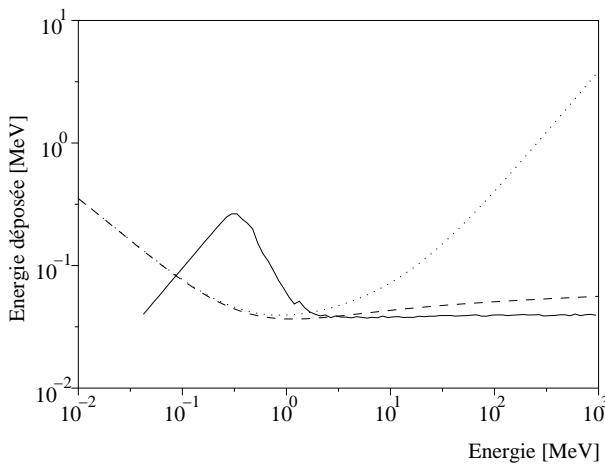


FIG. C.1: Dépôt d'énergie dans du Gadolinium Oxysulfide pur à partir : des tables de valeurs du pouvoir d'arrêt collisionnel (ICRU) (tirets), du pouvoir d'arrêt total (points) et des résultats de la simulation Monte-Carlo (ligne).

encore l'énergie de photons secondaires qui ont quitté la cible, la courbe obtenue épouse parfaitement celle obtenue à partir du pouvoir d'arrêt total. Il est normal de reproduire ces courbes car Geant 4 utilise ces tables de valeurs dans les modèles de diffusion élastique et de rayonnement de freinage.

A des énergies inférieures à 1 MeV, on voit un pic qui ne colle pas aux courbes de pouvoir d'arrêt tabulées. En fait, la simulation n'est pas adaptée pour représenter ces énergies : en dessous de 0.3 MeV, les électrons perdent intégralement toute leur énergie et rien ne sort du GOS ce qui donne une droite de pente 1. Entre 0.3 MeV et 1 MeV, l'énergie de l'électron varie au cours de sa propagation pendant la simulation et le dépôt d'énergie s'accentue à mesure que l'électron décélère. Un calcul rigoureux d'un pouvoir d'arrêt nécessite que l'énergie de l'électron soit grande devant la perte d'énergie dans le milieu, ce qui n'est pas le cas à basse énergie. A titre informatif, l'énergie minimale d'un électron telle que sa profondeur de pénétration excède l'épaisseur de la cible est 0.12 MeV. La profondeur de pénétration ρ est la longueur curviligne moyenne que peut parcourir l'électron avant de s'arrêter et est définie dans l'approximation de perte continue d'énergie par :

$$\rho(E) = \int_E^0 \frac{1}{dE/dx}(E) dE \quad (C.1)$$

où dE/dx est le pouvoir d'arrêt effectif de la particule.

En réalité, le Lanex Kodak Fine contient plusieurs couches de matériaux différents (dont la description est donnée dans le tableau C.1). Le calcul de dépôt de dose dans le scintillateur complet confirme que le dépôt d'énergie reste constant au dessus de 1 MeV.

De telles simulations ont déjà été effectuées pour un autre type de détecteur (Tanaka et al., 2005) (Film Fuji BAS-SR2025). Leur détecteur contient des éléments qui sont excités dans un état métastable par la radiation incidente (les électrons). La lecture dans un scanner provoque la désexcitation forcée de ces niveaux. Les auteurs avaient déjà conclu pour leur système que le dépôt d'énergie devenait indépendant de l'énergie au dessus de 1 MeV et l'avaient vérifié pour des électrons de 11.5, 30 et 100 MeV.

Élément	Matériau	Densité (g/cm ³)	Épaisseur (cm)
Protection			
Feuille d'aluminium	aluminium	2.7	0.0100
Kodak Lanex Fine			
couche protectrice	acétate de cellulose	1.32	0.0010
substrat en plastique	poly(éthylène terephthalate)	1.38	0.0178
scintillateur	Gd ₂ O ₂ S + liant	4.25	0.0084
couche protectrice	acétate de cellulose	1.32	0.0005

TAB. C.1: Composition du scintillateur.

C.2 Calibration du scintillateur à Elyse

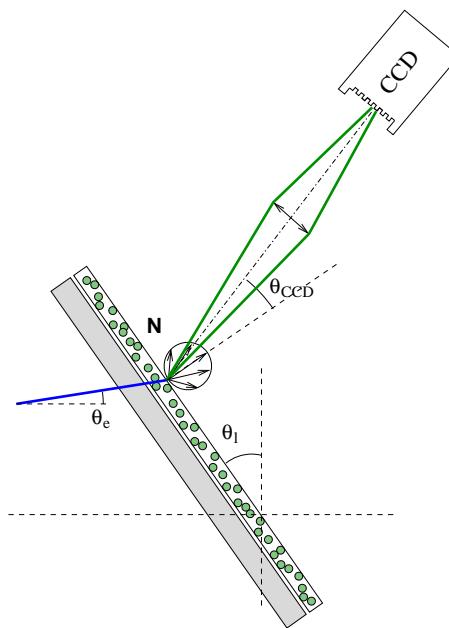


FIG. C.2: (Couleur) Scintillateur, système optique d'imagerie et paramètres associés.

La description du scintillateur et du système optique ont déjà été présentés pour des faisceaux incidents de rayons X (Radcliffe et al., 1993) et de protons (Boon, 1998). Nous avons utilisé le scintillateur Kodak Lanex Fine qui est composé de plusieurs couches (Schach von Wittenau et al., 2002) (voir tableau C.1). En particulier, il contient un mélange de granules de phosphore dans un liant à base d'uréthane (voir Fig. C.2). La densité surfacique de phosphore est $h_S = 33 \text{ mg/cm}^2$ pour ce scintillateur. L'épaisseur de scintillateur pur s'obtient en divisant h_S par la densité du GOS (7.44 g/cm^3). On obtient une épaisseur de $44 \mu\text{m}$, qui est la valeur utilisée précédemment. La suite est consacrée à la calibration de cette poudre contenue dans le scintillateur puisque seule cette partie émet de la lumière visible.

Malheureusement, comme cela est expliqué par S. N. Boon, il n'existe aucune information sur l'efficacité des scintillateurs pour des faisceaux de protons ou d'électrons. L'efficacité intrinsèque de conversion ϵ dans de $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$, qui est le pourcentage d'énergie déposée qui est convertie en rayonnement visible dans le matériau, n'a été mesurée que pour des faisceaux de rayons X (Giakoumakis et al., 1989). Les différentes mesures donnent des valeurs entre 15 % et 20 %. Pour différentes raisons, ces valeurs ne sont pas correctes pour les faisceaux d'électrons : (i) les fournisseurs en scintillateurs n'ont aucune idée de la linéarité de leur détecteur pour de telles fluences d'électrons, (ii) l'efficacité de conversion intrinsèque dépend de la nature et de l'énergie de la radiation incidente. Les études précédentes ont été réalisées pour des rayons X d'énergie comprise entre 20 et 70 keV.

L'étalonnage de ce scintillateur pour des électrons a donc été effectuée sur l'accélérateur d'Elyse à Orsay (Belloni et al., 2005). C'est un accélérateur radiofréquence utilisé pour la radiolyse. La photocathode libère des électrons qui sont accélérés à une énergie maximale de 9 MeV par des cavités radiofréquences et chaque impulsion contient au plus 5 nC. Nous avons travaillé à une cadence de 1 Hz afin d'assurer un temps suffisamment long pour que le scintillateur ne chauffe pas. Les impulsions avaient une durée de 15 ps. A la sortie de l'accélérateur, les électrons traversent une feuille de 12 μm d'aluminium et se propagent dans l'air (voir Fig. C.3). Ils traversent le cœur de l'ICT et ensuite le scintillateur perpendiculaire au faisceau, imaginé sur la caméra CCD Andor 16 bits observant avec un angle de 45° à une distance de 61 cm de la surface du scintillateur. Le temps d'exposition était le même que pendant les expériences (90 ms), ce qui est bien plus long que le temps de relaxation caractéristique de ce scintillateur (de l'ordre de la milliseconde). Nous avons aussi utilisé un filtre interférentiel à 546 nm pour se rapprocher de nos conditions expérimentales habituelles. La diffusion des électrons dans la feuille d'aluminium oblige à placer ces éléments le plus près possible afin de ne pas perdre de signal. Comme tous les électrons passent dans le cœur de l'ICT et qu'il n'y a pas de bruit électromagnétique, cet instrument nous a fourni la charge contenue dans l'impulsion d'électrons, en accord avec la valeur indépendante mesurée par une cage de Faraday placée dans le faisceau. Nous nous sommes assurés que le courant d'obscurité était négligeable. Nous avons travaillé à trois énergies différentes : 3.3, 4.8 et 8.5 MeV.

La réponse du scintillateur est linéaire en fonction de la charge (voir Fig. C.4). La figure C.5 montre le rapport entre le nombre de comptes intégrés sur la caméra et la charge mesurée par l'ICT pour les trois énergies. Ce rapport est indépendant de l'énergie des électrons, en accord avec les simulations de dépôt d'énergie effectuées (en Fig. C.1). Les barres d'erreur sont plus importantes à 8.5 MeV car le signal contient des rayons X qui perturbent le rapport. A partir de la géométrie expérimentale et en appliquant les formules présentées précédemment, on obtient la fraction d'énergie cinétique d'un électron transformée en rayonnement visible par unité d'épaisseur pur de scintillateur $\epsilon dE/dx = 1.8 \pm 0.2 \text{ MeV/cm}$. En utilisant les résultats de la simulation Monte-Carlo, cela conduit à $\epsilon = 16\% \pm 2\%$, valeur étonnamment proche de celle déterminée pour les rayons X (Giakoumakis et al., 1989). Cette grandeur est indépendante de la géométrie et du système de détection. Elle peut être utilisée pour d'autres scintillateurs $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$ dont la densité surfacique est connue.

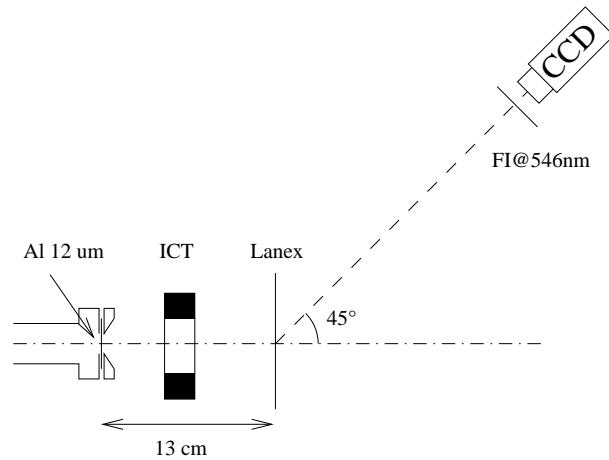


FIG. C.3: Dispositif expérimental lors de l'étalonnage du scintillateur.

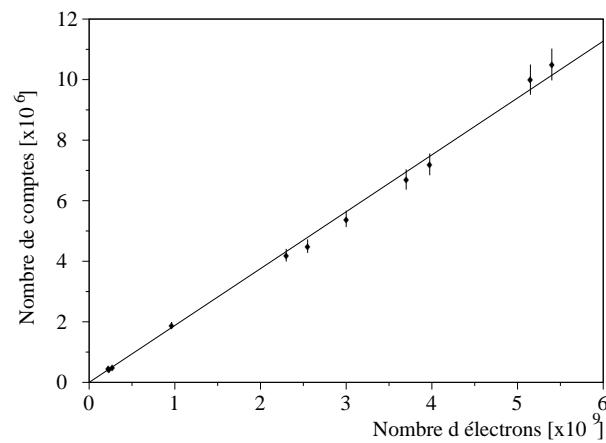


FIG. C.4: Évolution du signal mesuré en fonction de la charge à 3.3 MeV.

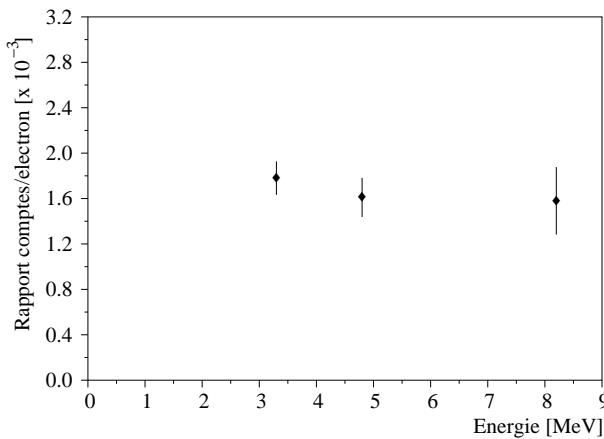


FIG. C.5: Rapport du nombre de comptes mesurés sur la caméra CCD et du nombre d'électrons contenus pour 3.0, 4.8 et 8.5 MeV. Les barres d'erreur tiennent compte des fluctuations statistiques du rapport à chaque énergie et de l'incertitude provenant de la méthode d'analyse.

C.3 Calibration absolue

En faisant l'hypothèse que l'efficacité intrinsèque peut être utilisée dans nos conditions expérimentales, il est possible d'obtenir la relation entre le nombre d'électrons qui ont traversé le scintillateur et le nombre de comptes de la caméra en calculant la réponse globale du système optique.

C.3.1 Conversion en photons par le scintillateur

Le nombre équivalent de photons créés N_{cr} à la longueur d'onde centrale dans le scintillateur pour chaque électron incident est donc

$$\frac{dN_{cr}}{dN_{el}} = \frac{1}{E_{ph}} \epsilon \frac{dE}{dx} \delta x \quad (\text{C.2})$$

où $\delta x = h_S / (\rho_{GOS} \cos(\theta_\perp))$ est l'épaisseur équivalente de phosphore pur traversé par un électron et E_{ph} est l'énergie d'un photon émis à 546 nm. Les autres raies du spectre d'émission seront coupées par le filtre interférentiel placé devant la caméra.

C.3.2 Collection par les optiques

Les photons créés subissent de multiples diffusions élastiques dans le milieu et à ses interfaces, à cause de la variation d'indice. La fraction de lumière qui s'échappe de l'écran a été estimée (Radcliffe et al., 1993). En extrapolant la courbe pour notre densité surfacique de phosphore, le facteur de transmission est $\zeta = 22\%$. La distribution angulaire en sortie est proche d'une loi Lambertienne (en cosinus) (Giakoumakis et Miliotis, 1985). Selon cet article, cette loi est adaptée pour des radiations menant à des dépôts de dose homogènes. Les auteurs affirment aussi que l'angle d'incidence sur l'écran n'a pas d'influence sur l'émission en face arrière. Finalement, le nombre de photons collectés par le

détecteur sur un pixel de la caméra, pour chaque photon créé est

$$\frac{dN_{coll}}{dN_{cr}} = \zeta g(\theta_{CCD}) \delta\Omega q_l q_Q q_{IF} \quad (\text{C.3})$$

où $g(\theta_{CCD}) = \cos(\theta_{CCD})/\pi$ est la loi Lambertienne normalisée, évaluée à l'angle d'observation de la caméra, $\delta\Omega$ est l'angle solide de collection. q_l , q_Q et q_{IF} sont les facteurs de transmissions respectifs de la lentille, de la fenêtre de quartz devant la CCD et du filtre interférentiel. La transmission du filtre interférentiel est la fraction d'énergie lumineuse du spectre d'émission du scintillateur dans le visible transmise.

C.3.3 Rendement final de la caméra

Nous avons utilisé une caméra CCD de chez Andor, modèle DV420-FI pour la détection. L'efficacité quantique (nombre d'électrons produits pour un photon incident) sur la caméra à -20° C et à la longueur d'onde 546 nm est $QE = 26\%$ et $r = 7$ électrons sont nécessaires pour obtenir un compte CCD (pour une vitesse de lecture de 16 μs par pixel). Ces données sont fournies par le constructeur. Le rendement de la CCD est

$$\frac{dN_{cts}}{dN_{coll}} = \frac{QE}{r} \quad (\text{C.4})$$

Au final, la mesure nous donne le nombre de comptes $\text{Cts}(E_0)$ correspondant à chaque pixel de la CCD. Le spectre initial est obtenu en appliquant la relation suivante :

$$\frac{dN_{el}}{dE}(E_0) = \frac{\text{Cts}(E_0)}{\delta s_{pix}} \frac{ds_N}{dE} \div \left(\frac{dN_{cts}}{dN_{coll}} \frac{dN_{coll}}{dN_{cr}} \frac{dN_{cr}}{dN_{el}} \right) \quad (\text{C.5})$$

où δs_{pix} est la taille d'un pixel projetée sur le scintillateur.

Cette calibration absolue est comparée à une autre méthode de calibration utilisant un intégrateur de charge.

C.4 Utilisation d'un intégrateur de charge

Nous avons utilisé une combinaison d'un Intégrateur de Charge (Bergoz ICT-055-070-20 :1) et d'une Unité de Mesure (Bergoz BCM-RRS/B) pour obtenir la charge contenue dans une partie du spectre. Ce boîtier intègre le signal de l'ICT et maintient une tension proportionnelle à la charge mesurée en sortie. La valeur obtenue par cet appareil peut être inexacte pour différentes raisons :

- Cet appareil électrique n'a pas réellement été conçu pour mesurer des paquets d'électrons aussi courts que 100 fs. Lorsque le paquet d'électrons est très court, le signal de l'ICT peut osciller à cause de l'excitation d'une résonance dans le circuit. Cependant, l'unité de mesure (le BCM) intègre ces oscillations et est censée donner une valeur fiable comme cela est expliqué dans la documentation.
- L'influence des électrons qui traversent les spires ou la périphérie de l'objet n'est pas connue, même si l'on sait qu'un ICT parfait devrait donner un signal nul pour tous les électrons circulant en dehors. Normalement, tous les électrons sont censés passer dans le cœur de l'ICT.

- Le système électronique est aussi sensible au champ électromagnétique provenant du lieu de l'interaction laser-plasma. Pour des raisons d'encombrement, nous avons placé cet ICT aussi loin que possible du lieu d'interaction (~ 50 cm). Nous avons aussi protégé l'ICT de la lumière directe du laser avec un masque en Téflon troué.
- Enfin, cet appareil est aussi sensible à l'énorme quantité d'électrons de basse énergie qui sont envoyés dans toutes les directions depuis le lieu d'interaction. Leur contribution au signal mesuré peut altérer significativement l'impact de la mesure. Afin de bloquer ces électrons de faible énergie, nous avons placé des protections en plomb autour de l'aimant.

Après toutes ces vérifications, le fonctionnement de l'ICT nous a finalement paru cohérent.

Le nombre de comptes sur la caméra est corrigé en fonction de la dispersion en énergie. Le nombre d'électrons dN_{el}/dE d'énergie comprise entre E_0 et $E_0 + dE$ est proportionnel à $f(E_0)$

$$f(E_0) = \text{Cts}(E_0) \frac{ds_N}{dE}(E_0) \quad (\text{C.6})$$

où $\text{Cts}(E_0)$ est le nombre de comptes correspondant à l'énergie E_0 (intégré suivant l'axe non dispersif), ds_N/dE représente la dispersion en énergie. Enfin, le spectre final dN_{el}/dE est obtenu à partir de $f(E_0)$ en normalisant le signal au dessus de E_{ICT} (énergie minimale interceptée par l'ICT) au nombre d'électrons collectés par l'ICT. Cependant, le diamètre de l'ICT est difficile à déterminer et l'énergie de coupure a été fixée aux deux valeurs extrêmes du diamètre de l'ICT (interne et externe). Cela conduit à de larges barres d'erreur sur cette méthode de calibration.

Deux méthodes indépendantes sont proposées pour déterminer l'amplitude du spectre des électrons : soit à partir de la calibration absolue du détecteur, soit en utilisant un intégrateur de charge. Une description détaillé de tous les paramètres physiques intervenant dans ce calcul est donnée. Ces deux méthodes sont comparées dans la section des résultats expérimentaux (Sec. 2.2.4). Néanmoins, les deux méthodes souffrent de défauts : l'ICT est sensible aux perturbations électromagnétiques et aux très nombreux électrons de faible énergie, la réponse du scintillateur à un faisceau d'électrons très bref et de fluence élevée peut différer de la réponse obtenue lors de la calibration sur l'accélérateur conventionnel.

Bibliographie

- Abraham I., Abraham R., Desolneux A. et Li Thiao-Te S. “Significant edges in the case of a non stationnary Gaussian noise”. *Pattern Recognition Letters*, (2006). soumis.
- Amiranoff F., Bernard D., Cros B., Jacquet F., Matthieussent G., Miné P., Mora P., Morillo J., Moulin F., Specka A. E. et Stenz C. “Electron Acceleration in Nd-Laser Plasma Beat-Wave Experiments”. *Phys. Rev. Lett.*, **74** p5220–5223, (1995).
- Andreev N. E., Gorbunov L. M., Kirsanov V. I., Pogosova A. A. et Ramazashvili R. R. “Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma”. *JETP Lett.*, **55** p571, (1992).
- Andreev N. E. et Kutnetsov K. K. “Monoenergetic laser wakefield acceleration”. *PRST*, **3** p021301, (2000).
- Antonsen T. M. et Mora P. “Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas”. *Phys. Rev. Lett.*, **69** p2204, (1992).
- Arkheizer A. I. et Polovin R. V. “Theory of wave motion of an electron plasma wave”. *Sov. Phys. JEPT*, **3** p696–705, (1956).
- Åsell M., Hyödynmaa S., Gustafsson A. et Brahme A. “Optimization of 3D conformal electron beam therapy in inhomogeneous media by concomitant fluence and energy modulation”. *Phys. Med. Biol.*, **42** p2083, (1997).
- Belloni J., Monard H., Gobert F., Larbre J.P., Demarque A., De Waele V., Lampre I., Marignier J.L., Mostafavi M., Bourdon J.C., Bernard M., Borie H., Garvey T., Jacquemard B., Leblond B., Lepercq P., Omeich M., Roch M., Rodier J. et Roux R. “Elyse : a picosecond electron accelerator for pulse radiolysis research”. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research A*, **539** p527, (2005).
- Boon S. N. *Dosimetry and quality control of scanning proton beams*. University Library Groningen, (1998).
- Bracewell R. *The Fourier transform and its applications*. McGraw-Hill, New York, 3 édition, (1999). ISBN 0070070164.
- Brozek-Pluska B., Gliger D., Hallou A., Malka V. et Gauduel Y.A. “Direct observation of elementary radical events : low- and high-energy radiation femtochemistry in solutions”. *Rad. Phys. and Chem.*, **72** p149–157, (2005).

Bulanov S. V., Inovenkov I.N., Khoroshkov V. I., Naumova N. M. et Sakharov A.S. "Non-linear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma". *Phys. Fluids B*, **4** p1935, (1992).

Castellano M. et Verzilov V.A. "Spatial resolution in optical transition radiation beam diagnostics". *Phys. Rev. Spec. Topics Acc. & Beams*, **1** p062801, (1998).

Chen Y.J., Bertolini L. R., Caporaso G. J., Chambers F. W., Cook E. G., Falabella S., Goldin F. J., Guethlein G., Ho D. D.-M., McCarrick J. F., Nelson S. D., Neurath R., Paul A. C., Pincosy P. A., Poole B. R., Richardson R. A., Sampayan S., Wang L.-F., Watson J. A., Westenskow G. A. et Weir J. T. "Downstream system for the second axis of the DARHT facility". Dans *Proc. of the XXI International Linac Conference*. US Department of Energy (US), (2002). ISBN UCRL-JC-146612.

Chiron A., Bonnaud G., Dulieu A., Miquel J.L., Malka G., Louis-Jacquet M. et Mainfray G. "Experimental observation and simulations on relativistic self-guiding of an ultra-intense laser pulse in underdense plasmas". *Phys. Plasmas*, **3** p1373–1401, (1996).

Chiu C., Fomytskyi M., Grigsby F. et Raischel F. "Laser electron accelerators for radiation medicine : A feasibility study". *Med. Phys.*, **31** p2042, (2004).

Clayton C. E., Everett M. J., Lal A., Gordon D., Marsh K. A. et Joshi C. "Acceleration end scattering of injected electrons in plasma beatwave accelerator". *Phys. Plasmas*, **1** p1753, (1994).

Clayton C.E., Tzeng K.C., Gordon D., Muggli P., Mori W.B., Joshi C., Malka V., Najmudin Z., Modena A., Neely D. et Dangor A.E. "Plasma Wave Generation in a Self-Focused Channel of a Relativistically Intense Laser Pulse". *Phys. Rev. Lett.*, **81** p100, (1998).

Dawson J.M. "Nonlinear electron oscillation in a cold plasma". *Phys. Rev.*, **133** p383, (1959).

Decker C.D., Mori W.B., Tzeng K.C. et Katsouleas T. "Nonlinear theory of intense laser-plasma interaction". *Phys. Plasmas*, **3** p2047, (1996).

DesRosiers C., Moskvin V., Bielajew A. F. et Papiez L. "150-250 MeV electron beams in radiation therapy". *Phys. Med. Biol.*, **45** p1781, (2000).

Dinten J.M. *Tomographie à partir d'un nombre limité de projections ; régularisation par des champs markoviens*. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud : Centre d'Orsay, (1990).

Drake J.F., Kaw P.K., LEE Y.C., Schmidt G., Liu C.S. et Rosenbluth M.N. "Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas". *Phys. MFluid.*, **17** p778, (1974).

Esarey E., Hubbard R.F., Leemans W.P., Ting A. et Sprangle P. "Electron Injection into plasma wake fields by colliding laser pulses". *Phys. Rev. Lett.*, **79** p2682, (1997).

Esarey E., Shadwick B.A., Catravas P. et Leemans W.P. "Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels". *Phys. Rev. E*, **65** p056505, (2002).

- et al* Agostinelli S. "Geant4 - A Simulation Toolkit". *Nucl. Instr. Meth. A*, **506** p250, (2003).
- Everett M.J., Lal A., Gordon D., Clayton C.E., Marsh K.A. et Joshi C. "Trapped electron acceleration by a laser-driven relativistic plasma wave". *Nature*, **368** p527–529, (1994).
- Faure J., Glinec Y., Gallot G. et Malka V. "Ultra-short laser pulses and ultra-short electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction". *Phys. Plasmas*, **13** p056706, (2006).
- Faure J., Glinec Y., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., Lefebvre E., Rousseau J. P., Burgy F. et Malka V. "A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams". *Nature*, **431** p541, (2004).
- Faure J., Glinec Y., Santos J.J., Malka V., Kiselev S., Pukhov A. et Hosokai T. "Observation of laser pulse self-compression in nonlinear plasma waves". *Phys. Rev. Lett.*, **95** p205003, (2005).
- Fourkal E., Li J. S., Ding M., Tajima T. et Ma C.-M. "Particle selection for laser-acceleration proton therapy feasibility study". *Med. Phys.*, **30** p1660, (2003).
- Fritzler S., Lefebvre E., Malka V., Burgy F., Dangor A. E., Krushelnick K., Mangles S. P. D., Najmudin Z., Rousseau J.-P. et Walton B. "Emittance measurements of a laser-wakefield-accelerated electron beam". *Phys. Rev. Lett.*, **92** p165006, (2004).
- Fubiani G., Esarey E., Schroeder C.B. et Leemans W.P. "Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses". *Phys. Rev. E*, **70** p016402, (2004).
- Gahn C., Tsakiris G. D., Pukhov A., VehnMeyer-ter J., Pretzler G., Thirolf P., Habs D. et Witte K. J. "Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high density plasma channels". *Phys. Rev. Lett.*, **83** p4772, (1999).
- Gauduel Y., Gelabert H. et Guilloud F. "Real-time probing of a three-electron bonded radical : ultrafast one-electron reduction of a disulfide biomolecule.". *J. Am. Chem. Soc.*, **122** p5082–5091, (2000).
- Gauduel Y. et Rossky P.J. *Ultrafast Reaction Dynamics and Solvent Effects : experimental and theoretical aspects*. AIP Press, New York, (1994). ISBN 1-56396-280-2.
- Gauduel Y., Sander M. et Gelabert H. "Ultrafast reactivity of IR-excited electron in aqueous ionic solutions". *J. Phys. Chem. A*, **102** p7795–7803, (1998).
- Gauduel Y. A., Fritzler S., Hallou A., Gliger D. et Malka V. "Femtosecond relativistic electron beam triggered early bioradical events". Dans *Femtosecond laser applications in biology*, volume 5463, pages 86–96. SPIE, (2004).
- Geddes C. G. R., Toth CS., Van Tilborg J., Esarey E., Schroeder C. B., Bruhwiler D., Nieter C., Cary J. et Leemans W. P. "High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding". *Nature*, **431** p538, (2004).

- Giakoumakis G. E. et Miliotis D. M. "Light angular distribution of fluorescent screens excited by x-rays". *Phys. Med. Biol.*, **30** p21–29, (1985).
- Giakoumakis G. E., Nomicos C. D. et Sandilos P. X. "Absolute Efficiency of $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$ screens under fluoroscopic conditions". *Phys. Med. Biol.*, **34** p673–678, (1989).
- Ginzburg V.L. et Frank I.M. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **16** p15, (1946).
- Glinec Y., Faure J., Guemnie-Tafo A., Malka V., Monnard H., Larbre J.P., De Waele V., Marignier J.L. et Mostafavi M. "Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer". *Rev. Sci. Instr.*, **77** p103301, (2006).
- Glinec Y., Faure J., Le Dain L., S. Darbon, Hosokai T., Santos J. J., Lefebvre E., Rousseau J. P., Burgy F., Mercier B. et Malka V. "High-resolution γ -ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source". *Phys. Rev. Lett.*, **94** p025003, (2004).
- Glinec Y., Faure J., Malka V., Fuchs T., Szymanowski H. et Oelfke U. "Radiotherapy with laser-plasma accelerators : Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam". *Med. Phys.*, **33** p155, (2006).
- Glinec Y., Faure J., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., Mercier B. et Malka V. "Generation of quasi-monoenergetic electron beams using ultrashort and ultraintense laser pulses". *Laser & Part. Beams*, **23** p161–166, (2005).
- Goldsmith P. et Jelley J.V. *Phil. Mag.*, **4** p836, (1959).
- Gorbunov L. M. et Kirsanov V. I. "Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet". *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **93** p509, (1987).
- Gorbunov L.M., Kalmykov S.Y. et Mora P. "Laser wakefield acceleration by petawatt ultrashort laser pulses". *Physics of Plasmas*, **12** p3101, (2005).
- Gordienko S. et Pukhov A. "Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons". *Phys. Plasmas*, **12** p043109, (2005).
- Haase O., Goebbels J., Illerhaus B., Bailey M. et Sene M. "High energy tomography and crack detection". *J. Nondest. Test. & Ultrason.*, **7**(2), (2002).
- Hidding B., Amthor K.U., Liesfeld B., Schwoerer H., Karsch S., Geissler M., Veisz L., Schmid K., Gallacher J.G., Jamison S.P., Jaroszynski D., Pretzler G. et Sauerbrey R. "Generation of quasimonoenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses". *Phys. Rev. Lett.*, **96** p105004, (2006).
- Hogan M.J., Barnes C.D., Clayton C.E., F.J. Decker, Deng S., Emma P., Huang C., Iverson R.H., Johnson D.K., Joshi C., Katsouleas T., Krejcik P., Lu W., Marsh K.A., Mori W.B., Muggli P., O'Connell C.L., Oz E., Siemann R.H. et Walz D. "Multi-GeV energy gain in a plasma-wakefield accelerator". *Phys. Rev. Lett.*, **95** p054802, (2005).
- Hosokai T., Kinoshita K., Zhidkov A., Nakamura K., Watanabe T., Ueda T., Kotaki H., Kando M., Nakajima K. et Uesaka M. "Effect of a laser prepulse on a narrow-cone ejection of MeV electrons from a gas jet irradiated by an ultrashort laser pulse". *Phys. Rev. E*, **67** p036407, (2003).

- Hsieh C.T., Huang C.M., Chang C.L., Ho Y.C., Chen Y.S., Lin J.Y., Wang J. et Chen S.Y. "Tomography of injection and acceleration of monoenergetic electrons in a laser-wakefield accelerator". *Phys. Rev. Lett.*, **96** p095001, (2006).
- Humphries S. *Principles of charged particle acceleration*. Wiley-Interscience, New-York, (1986). Sec. 6.8, 6.9 et 6.10.
- Hyödynmaa S., Gustafsson A. et Brahme A. "Optimization of conformal electron beam therapy using energy- and fluence-modulated beams". *Med. Phys.*, **23** p659, (1996).
- ICRU. "Stopping powers for electrons and positrons". Rapport technique 37, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1984).
- Jackson J.D. *Classical Electrodynamics*. J. Wiley & Sons, New-York, 2ème édition, (1925).
- Joshi C., Tajima T., Dawson J.M., Baldis H.A. et Ebrahim N.A. "Forward Raman instability and electron acceleration". *Phys. Rev. Lett.*, **60** p1298, (1981).
- Kainz K. K., Hogstrom K. R., Antolak J. A., Almond P. R., Bloch C. D., Chiu C, Fomysky M., Raischel F., Downer M. et Tajima T. "Dose properties of a laser accelerated electron beam and prospects for clinical application". *Med. Phys.*, **31** p2053, (2004).
- Kaluza M., Mangles S.P.D., Thomas A.G.R., Murphy C.D., Najmudin Z., Dangor A.E. et Krushelnick K. "Observation of a long-wavelength hosing instability in a self-injected laser-wakefield accelerator". (2006). en préparation.
- Katsouleas T. et Mori W.B. "Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma". *Phys. Rev. Lett.*, **61** p90–93, (1988).
- Khachatryan A.G., Goorvan F. A., Boller K.J., Reitsma A.J.W. et Jarozynski D.A. "Extremely short relativistic-electron-bunch generation in the laser wakefield via novel bunch injection scheme". *Phys. Rev. Lett. ST*, **7** p121301, (2004).
- Kiselev S., Pukhov A. et Kostyukov I. "X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves". *Phys. Rev. Lett.*, **93** p135004, (2004).
- Kitagawa Y., Matsumoto T., Minamihata T., Sawai K., Matsuo K., Mima K., Nishihara K., Azechi H., Tanaka K. A., H. Takabe et Nakai S. "Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons". *Phys. Rev. Lett.*, **68** p48, (1992).
- Kozawa T., Saeki A., Mizutani Y., Miki M., Yamamoto T., Yoshida Y. et Tagawa S. "ISIR subpicosecond pulse radiolysis system". Dans *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, page 596, (1999).
- Krall J. et Joyce G. "Transverse equilibrium and stability of the primary beam in the plasma wake-field accelerator". *Phys. Plasma*, **2** p1326–1331, (1994).
- Kruer W.L. *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, New-York, (1988).

- Kung P., Lihn H.C., Wiedemann H. et Bocek D. "Generation and measurement of 50-fs (RMS) electron pulses". *Phys. Rev. Lett.*, **73** p967–970, (1994).
- Leemans W.P., Tilborgvan J., Faure J., Geddes C.G.R., Toth Cs., Schroeder C.B., Esarey E., Fubiani G. et Dugan G. "Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches". *Phys. of Plasmas*, **11** p2899–2906, (2004).
- Lifschitz A.F., Faure J., Glinec Y., Mora P. et Malka V. "Proposed scheme for compact GeV laser plasma accelerator". *Laser and Particle Beams*, **24** p255–259, (2006).
- Lifschitz A.F., Faure J., Malka V. et Mora P. "GeV wakefield acceleration of low energy electron bunches using petawatt Lasers". *Phys. of Plasmas*, **12** p0931404, (2005).
- Lin Y.Z. "Low energy electron linacs and their applications in China". Dans *Proceeding of the Asian Particle Accelerator Conference*, (1998).
- Lomax T. "Intensity modulation methods for proton radiotherapy". *Phys. Med. Biol.*, **44** p185, (1999).
- Lu W., Huang C., Zhou M., Mori W.B. et Katsouleas T. "A nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime". *Phys. Rev. Lett.*, **96** p165002, (2006).
- Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Viera J., Fonseca R.A. et Silva L.O. "Generating multi-GeV electron bunches using laser wakefield acceleration in the blowout regime". *Nature Physics*, (2006). soumis.
- Ma C.M., Pawlicki T., Lee M.C., Jiang S.B., Li J.S., Deng J., Yi B., Mok E. et Boyer A.L. "Energy- and intensity-modulated electron beams for radiotherapy". *Phys. Med. Biol.*, **45** p2293, (2000).
- Malka V., Faure J., Glinec Y. et Lifschitz A.F. "Laser-plasma accelerators : a new tool for science and for society". *Plasma Phys. and Contr. Fus.*, **47** pB481–B490, (2005).
- Malka V., Faure J., Glinec Y., Pukhov A. et Rousseau J.P. "Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime". *Phys. Plasmas*, **12** p056702, (2005).
- Malka V., Faure J., Marquès J. R., Amiranoff F., Rousseau J. P., Ranc S., Chambaret J. P., Najmudin Z., Walton B., Mora P. et Solodov A. "Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses". *Physics of Plasmas*, **8** p2605–2608, (2001).
- Malka V., Fritzler S., Lefebvre E., Aleonard M.-M., Burgy F., Chambaret J.-P., Chemin J.-F., Krushelnick K., Malka G., Mangles S. P. D., Najmudin Z., Pittman M., J.-P. Rousseau, Scheurer J.-N., Walton B. et Dangor A. E. "Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse". *Science*, **298** p1596–1600, (2002).
- Malka V., Fritzler S., Lefebvre E., d'Humieres E., Ferrand R., Grillon G., Albaret C., Meyroneinc S., Chambaret J.P., Antonetti A. et Hulin D. "Practicability of protontherapy using compact laser systems". *Med. Phys.*, **31** p1587, (2004).
- Malka V., Lifschitz A.F., Faure J. et Glinec Y. "Design of a Compact GeV Laser Plasma Accelerator". *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, **561** p310–313, (2005).

- Mangles S., Murphy C. D., Najmudin Z., Thomas A. G. R., Collier J. L., Dangor A. E., Divall A. J., Foster P. S., Gallacher J. G., Hooker C. J., Jaroszynski D. A., Langley A. J., Mori W. B., Nooreys P. A., Viskup R., Walton B. R. et Krushelnick K. "Mono-energetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions". *Nature*, **431** p535, (2004).
- Mangles *et al.* S.P.D. "Laser-Wakefield Acceleration of Monoenergetic Electron Beams in the First Plasma-Wave Period". *Phys. Rev. Lett.*, **96** p215001, (2006).
- McKinstry C.J. et Bingham R. "Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma". *Phys. Fluid. B*, **4** p2626, (1992).
- Miura E., Koyama K., Kato S., Saito S., Adachi M., Kawada Y., Nakamura T. et Tanimoto M. "Demonstration of quasi-monoenergetic electron-beam generation in laser-driven plasma acceleration". *Appl. Phys. Lett.*, **86** p251501, (2005).
- Modena A., Najmudin Z., Dangor A. E., Clayton C. E., Marsh K ; A., Joshi C., Malka V., Darrow C. B., Danson C., Neely D. et Walsh F. N. "Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves". *Nature*, **377** p606, (1995).
- Moore C.I., Ting A., Krushelnick K., Esarey E., Hubbard R.F., Hafizi B., Burris H.R., Manka C. et Sprangle P. "Electron trapping in self-modulated laser wakefields by Raman backscatter". *Phys. Rev. Lett.*, **79** p3909, (2004).
- Mora P. "Three-dimensionnal effects in the acceleration of test electrons in a relativistic electron plasma wave". *J. Appl. Phys.*, **71** p2087–2091, (1992).
- Mora P. et Amiranoff F. "Electron acceleration in a relativistic electron plasma wave". *J. Appl. Phys.*, **66** p3476–3481, (1989).
- Mora P. et Antonsen T.M. "Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultra-intense, self-focused laser pulse". *Phys. Rev. E*, **53** pR2068–R2071, (1996).
- Mora P. et Antonsen T.M. "Kinetic modeling of intense short laser pulses propagating in tenuous plasmas". *Phys. Plasmas*, **4** p217–229, (1997).
- Mori W.B., Joshi C., Dawson J.M., Forslund D.W. et Kindel J.M. "Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma". *Phys. Rev. Lett.*, **60** p1298, (1988).
- Muroya Y., Meesungnoen J., Jay-Gerin J.P., Filati-Mouhim A., Goulet T., Katsumura Y. et Mankhetkorn S. "Radiolysis of liquid water : an attempt to reconcile Monte-Carlo calculations with new experimental hydrated electron yield data at early times". *Can. J. Chem.*, **80** p1367–1374, (2002).
- Oelfke U. et Bortfeld T. "Optimization of physical dose distributions with hadron beams : comparing photon IMRT with IMPT.". *Technol. Cancer. Res. Treat.*, **2** p401, (2003).

- Olofsson L., Mu X., Nill S., Oelfke U., Zackrisson B. et Karlsson M. “Intensity modulated radiation therapy with electrons using algorithm based energy/range selection methods.”. *Radiother. Oncol.*, **73** p223, (2004).
- Pimblott S.M. et La Verne J.A. “On the radiation chemical kinetics of the precursor to the hydrated electron”. *J. Phys. Chem. A*, **102** p2967–2975, (1998).
- Pittman M., Ferré S., Rousseau J.-P., Notebaert L., Chambaret J. P. et Chériaux G. “Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system”. *Appl. Phys. B*, **74** p529, (2002).
- Pukhov A. “Three-dimensionnal electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)”. *J. Plasma Phys.*, **61** p425–433, (1999).
- Pukhov A et Gordienko S. “Bubble regime of wake field acceleration : similarity theory and optimal scalings.”. *Phil. Trans. R. Soc. A*, **364** p623–633, (2006).
- Pukhov A, Gordienko S, Kiselev S et Kostyukov I. “The bubble regime of laser-plasma acceleration : monoenergetic electrons and the scalability”. *Plasma Phys. & Contr. Fus. B*, **46** p179–186, (2004).
- Pukhov A. et VehnMeyer-ter J. “Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime”. *Appl. Phys. B*, **74** p355, (2002).
- Qiu P. et Bhandarkar S. “An edge detection technique using local smoothing and statistical hypothesis testing.”. *Pattern Recognition Letters*, **17** p849–872, (1996).
- Quesnel B. et Mora P. “Theory and simulation of the interaction of ultra-intense laser pulse with electrons in vacuum”. *Phys. Rev. E*, **58** p3718, (1998).
- Radcliffe T., Barnea G., Wowk B., Rajapakshe R. et Shalev S. “Monte Carlo optimization of metal/phosphor screens at megavoltage energies”. *Med. Phys.*, **20** p1161, (1993).
- Raischel F. *A laser electron accelerator system for radiation therapy*. Thèse de doctorat, University of Texas at Austin, (2001).
- Rebibo S.. *Interférométrie à haute résolution temporelle d'un plasma créé par l'intrication d'une impulsion ultra brève et intense (35fs, 10^{17} W/cm²) avec une cible solide*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, (2000).
- Rosenzweig J.B. “Trapping, thermal effects, and wave breaking in the nonlinear plasma wake-field accelerator”. *Phys. Rev. A*, **38** p3634, (1988).
- Rosenzweig J.B., Cook A.M., Scott A., Thompson M.C. et Yoder R.B. “Effects of ion motion in intense beam-driven plasma wakefield accelerators”. *Phys. Rev. Lett.*, **95** p195002, (2005).
- Rousse A., Ta Phuoc K., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., Kiselev S., Burgoyne F., Rousseau J.P. et ,D. ans HulinUmstadter D. “Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction”. *Phys. Rev. Lett.*, **93** p135005, (2004).

- Schach von Wittenau A. E., Logan C. M., Aufderheide M. B. et Slone D. M. "Blurring artifacts in megavoltage radiography with a flat-panel imaging system : comparison of Monte Carlo simulations with measurements". *Med. Phys.*, **29** p2559–2570, (2002).
- Schroeder C.B., Esarey E., Tilborgvan J. et P. Leemans W. "Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface". *Phys. Rev. E*, **69** p016501, (2004).
- Semushin S. et Malka V. "High density gas jet nozzle design for laser target production". *Rev. Sci. Instr.*, **72** p2961–2965, (2001).
- Sheng Z.M., Mima K., Zhang J. et VehnMeyer-ter J. "Efficient acceleration of electrons with counterpropagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma". *Phys. Rev. E*, **69** p016407, (2004).
- Shibata *et al.* Y. "Observation of coherent transition radiation at millimeter and submillimeter wavelengths". *Phys. Rev. A*, **45**(12) pR8340–R8343, Jun (1992).
- Shvets G. et Wurtele J. "Instability of short-pulse lasers propagating through plasma channels". *Phys. Rev. Lett.*, **73** p3540, (1994).
- Sprangle P., Esarey E., Krall J. et Joyce G. "Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas". *Phys. Rev. Lett.*, **69** p2200, (1992).
- Sprangle P., Esarey E. et Ting A. "Nonlinear theory of intense laser-plasma interaction". *Phys. Rev. Lett.*, **64** p2011, (1990).
- Sprangle P., Krall J. et Esarey E. "Hose-modulation instability of intense laser pulses in plasmas". *Phys. Rev. Lett.*, **73** p3544, (1994).
- Sprangle P., Tang C.H. et Esarey E. "Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas". *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-15** p145–153, (1987).
- Strickland D. et Mourou G. "Compression of amplified chirped optical pulses". *Opt. Comm.*, **56** p219–221, (1985).
- Ta Phuoc K., Burgy F., Rousseau J.P., Malka V., Rousse A., Shah R., Umstadter D., Pukhov A. et Kiselev S. "Laser based synchrotron radiation". *Phys. Plasmas*, **12** p023101, (2005).
- Tajima T. et Dawson J. "Laser Electron Accelerator". *Phys. Rev. Lett.*, **43** p267, (1979).
- Tanaka K.A., Yabuuchi T., Sato T., Kodama R., Kitagawa Y., Takahashi T., Ikeda T., Honda Y. et Okuda S. "Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer". *Rev. Sci. Instr.*, **76** p013507, (2005).
- Ter-Mikaelian M.L. *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*. Wiley-Interscience, New York, (1972).
- Thomson Sir J.J. *Conduction of Electricity Through Gases*. Cambridge University Press, New York, (1928).

Ting A., Esarey E. et Sprangle P. "Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas". *Phys. Fluids B*, **2** p1390, (1990).

Trebino R. *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers, Boston, (2002).

Tremaine *et al.* A. "Observation of Self-Amplified Spontaneous-Emission-Induced Electron-Beam Microbunching Using Coherent Transition Radiation". *Phys. Rev. Lett.*, **81** p5816–5819, (1998).

Tsung F.S., Narang R., Mori W.B., Joshi C., Fonseca R.A. et Silva L.O. "Near-GeV-energy laser-wakefield acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma channel". *Phys. Rev. Lett.*, **93** p185002, (2004).

Umstadter D., Chen S.Y., Maksimchuk A., Mourou G. et Wagner R. "Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons". *Science*, **273** p472–475, (1996).

Wartski L., Roland S., Lasalle J., Bolore M. et Filippi G. "Interference phenomenon i optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple scattering measurements". *J Appl. Phys.*, **46** p3644–3653, (1975).

Whittum D.H., Sessler A.M. et Dawson J.M. "Ion-channel laser". *Phys. Rev. Lett.*, **64** p2511, (1990).

Whittum D.H., William M.S., Simon S.Y., Martin L. et Glenn J. "Electron-hose instability in the ion-focused regime". *Phys. Rev. Lett.*, **67** p991–994, (1991).

Wilke I., MacLeod A.M., Gillespie W.A., Berden G., Knippels G.M.H. et MeerVan der A.F.G. "Single-shot electron-beam bunch length measurements". *Phys. Rev. Lett.*, **88** p124801, (2002).

Wishart J.F. *Accelerators for ultrafast phenomena*, volume 87 de *Radiation Chemistry*. Elsevier, Amsterdam, (2001).

Yan X., MacLeod A.M., Gillespie W.A., Knippels G.M.H., Oepts D., MeerVan der A.F.G. et Seidel W. "Subpicosecond electro-optic measurement of relativistic electron pulses". *Phys. Rev. Lett.*, **85** p3404–3407, (2000).

Yeboah C. et Sandison G. A. "Optimized treatment planning for prostate cancer comparing IMPT, VHEET and 15 MV IMXT". *Phys. Med. Biol.*, **47** p2247, (2002).

Yeboah C., Sandison G. A. et Moskvin V. "Optimization of intensity-modulated very high energy (50 - 250 MeV) electron therapy". *Phys. Med. Biol.*, **47** p1285, (2002).