

Université du Québec
Institut National de la Recherche Scientifique
Centre Énergie Matériaux Télécommunication

Accélération d'électrons par champ direct

Par
Amélie Lachapelle

Mémoire présentée pour l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en sciences de l'énergie et des matériaux

Jury d'évaluation

Président du jury et
examineur interne

François Martin
INRS-EMT

Examineur externe

Michel Piché
Département de physique, de génie physique
et d'optique
Université Laval

Directeur de recherche

Jean-Claude Kieffer
INRS-EMT

Juin 2015

REMERCIEMENTS

Pour commencer, je remercie mon directeur de recherche Prof. Jean-Claude Kieffer de m'avoir intégré au sein de son groupe et du support apporté lors de la réalisation de mes travaux. Il m'a permis d'évoluer dans un milieu de recherche stimulant auprès de collaborateurs. Ainsi, j'ai pu atteindre mes objectifs. À ces remerciements, je dois ajouter aussi le Prof. Steve MacLean pour sa contribution au projet ainsi que pour sa supervision tout au long du déroulement de ma maîtrise.

Je tiens à remercier Sylvain Fourmaux, Ph. D. et Stéphane Payeurs ainsi que Kazuto Otani, Ph. D. d'avoir contribué au design du montage, au déroulement des expériences et aux discussions entourant les résultats obtenus. Ils m'ont aussi aidé pour le traitement des résultats.

Je dois aussi remercier le groupe de Prof. Michel Piché de l'Université Laval et Charles Varin Ph. D. de l'Université d'Ottawa pour avoir développé la théorie de l'accélération par champ direct. Leurs travaux ont fondé les bases de nos travaux expérimentaux. Aussi, leur modèle théorique a permis de comparer nos résultats et d'alimenter la réflexion autour de ces résultats.

Je remercie Catherine Lefebvre, Ph. D. d'avoir révisé mon mémoire plus d'une fois tout en me guidant dans sa révision. Ainsi, j'ai pu profiter de la rédaction de ce mémoire pour améliorer mes aptitudes en rédaction de texte ce qui m'a permis, je l'espère, de rendre ce texte plus agréable à lire.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé de près où de loin à l'avancement de ce projet et à la réalisation de mes objectifs. Merci à Joël Maltais, Léonard Pelletier et Guy Lebrun pour le soutien technique apporté lors des séances expérimentales. Merci à François Fillion, Ph. D., Denis Chagnon, Ph. D., Joey Dumont, Marc Glessner et Arpit Saraf pour leur aide apporté à un moment lors de mon cheminement.

Pour terminer, je tiens à remercier ma famille et Mathieu Lavallée pour leur soutien moral et pour les encouragements qu'ils m'ont apportés tout au long de mes études.

RÉSUMÉ

Les paquets d'électrons d'énergie élevée sont utilisés dans des techniques de type pompe-sonde pour sonder des événements ultrarapides tels que la transition de phase dans un solide par diffraction d'électrons. Pour sonder des événements ultrarapides, les paquets d'électrons doivent être de courte durée. Jusqu'à maintenant, les plus courts faisceaux d'électrons, produits et mesurés, ont une durée de l'ordre de la femtoseconde. On suggère d'utiliser l'accélération d'électrons par champ direct du laser. Théoriquement, dans un régime d'accélération ultra-relativiste, il a été prédit que des faisceaux d'électrons accélérés par champ direct pourraient atteindre une durée de quelques dizaines d'attosecondes, ils seraient quasi monoénergétiques et l'énergie des électrons pourrait atteindre l'ordre du GeV. Pour obtenir ces caractéristiques, un faisceau laser de mode TM01 avec une intensité supérieure à 10^{19} W/cm² doit être fortement focalisé. Ainsi, il y a un champ électrique longitudinal qui est généré et avec lequel les électrons sont accélérés. Dans ce mémoire, pour atteindre le régime ultra-relativiste, on a exploré à haute intensité laser le mécanisme d'accélération par champ direct. Pour ce faire, nous avons adapté le montage expérimental avec lequel le principe de l'accélération par champ direct a été démontré à l'INRS à faible intensité laser. Une analyse critique de la méthodologie et des outils est réalisée afin de s'assurer que les conditions expérimentales sont adéquates. Notamment, la distorsion du front d'onde induite par les effets non linéaires lors de la propagation du laser est évaluée par l'intégrale B.

On a démontré l'augmentation de l'efficacité de l'accélération par champ longitudinal qui est responsable de l'accélération par champ direct. On a aussi démontré que ce champ est essentiellement responsable des électrons énergétiques (0.3 à 2.5 MeV). À une intensité de 10^{19} W/cm², le signal des électrons accélérés avec un laser de mode TM01 (présence de champ longitudinal) est 3.5 fois plus grand que lorsque'un laser de mode TE01 (absence de champ longitudinal) est utilisé. Lorsque l'intensité augmente, on a observé une compétition entre les différents mécanismes d'accélération qui sont présents dans le grand volume ionisé et qui contribuent au signal.

Des solutions sont proposées et analysées pour améliorer la qualité des paquets d'électrons générés telles que fixer la phase de l'onde porteuse et optimiser les paramètres de focalisation du laser.

Mots-clés : mode TM01, polarisation radiale, accélération d'électrons, faisceaux d'électrons, champ électrique longitudinal, régime d'accélération ultra-relativiste.

ABSTRACT

High energy electron bunches could be used in pump-probe experiments to probe ultrafast events such as the phase transition in a solid by electron diffraction. To probe ultrafast events, short electron bunches are needed. Up to now, the shortest electron bunches that have been produced and measured have a duration of few femtoseconds. We suggest the use of direct laser field electron acceleration. Theoretically, it has been predicted that the electron bunches accelerated by direct acceleration in an ultra relativistic acceleration regime will have a duration as short as few tens of attoseconds. Also, the electron beam would be quasi-monoenergetic and the electrons would reach energies up to the GeV. To produce an electron beam with such a short duration, a tightly focused TM01-mode laser with an intensity higher than 10^{19} W/cm² is required. Therefore, a strong longitudinal electric field is generated and by which the electrons are accelerated. In this work, to reach ultra relativistic regime, we explore the mechanism of direct acceleration at high laser intensity. To do so, we adapted an experimental setup which has been developed at INRS to prove the concept of direct laser field acceleration at low laser intensity. A critical analysis of the methodology and the tools was done in order to make sure that the experimental conditions were suitable. Especially, the distortion of the wavefront due to the non-linear effect during the laser propagation was evaluated with the B integral.

We have experimentally demonstrated an increase of the efficiency of the acceleration by the longitudinal field, which is responsible for the direct acceleration. Also, we have demonstrated that this field is primarily responsible for the high energy electrons (0.3 to 2.5 MeV). When accelerated by a TM01-mode laser (with longitudinal field) the electrons' signal is 3.5 times higher than the signal generated by a TE01-mode laser (without longitudinal field) for a laser intensity of 10^{19} W/cm². We observed a competition between the different mechanisms that are present in the large ionised volume and which contribute to the measured signal when the intensity is increased.

Solutions are proposed and analysed to improve the quality of the electron bunches such as to fix the carrier phase and to optimize the laser focusing parameters.

Key words : TM01 mode, radial polarization, electron acceleration, electron bunches, longitudinal electric field, ultra relativistic acceleration regime.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	III
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES.....	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XIII
LISTE DES FIGURES.....	XV
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET DES SYMBOLES.....	XXI
1 INTRODUCTION.....	1
2 ACCÉLÉRATION D'ÉLECTRONS PAR LASER.....	5
2.1 ÉQUATION DU MOUVEMENT.....	5
2.2 THÉORÈME DE LAWSON-WOODWARD	7
2.3 MÉTHODES D'ACCÉLÉRATION PAR LASER.....	9
2.3.1 Accélération par onde de sillage	10
2.4 ACCÉLÉRATION PAR CHAMP DIRECT	14
2.4.1 Accélération d'électron par mode TM01 (polarisation radiale)	15
2.4.2 Focalisation serrée	20
2.4.3 Effet du champ électrique	21
3 ÉTAT DE L'ART EXPÉRIMENTAL	27
4 MÉTHODOLOGIE	31
4.1 PRODUCTION DU MODE TM01	31
4.2 PROPAGATION DU FAISCEAU LASER.....	33
4.2.1 Effet Kerr	33
4.2.2 Intégrale B.....	35
4.2.3 Faisceau collimaté.....	36
4.2.4 Faisceau focalisé	37
4.2.5 Dispersion.....	39
4.3 IONISATION ET EFFET DE PLASMA	39
4.3.1 Front d'ionisation.....	40
4.3.2 Fréquence de coupure du plasma	43
4.3.3 Variation d'indice de réfraction	44
4.4 PROPAGATION DU FAISCEAU D'ÉLECTRONS	46

5	MONTAGE ET OUTILS.....	49
5.1	LASER.....	51
5.2	MOSAÏQUE.....	52
5.2.1	<i>Caractérisation de la mosaïque avec la méthode par interférence.....</i>	<i>53</i>
5.2.2	<i>Caractérisation par analyse spectrale.....</i>	<i>57</i>
5.3	FOCALISATION ET INTENSITÉ.....	58
5.3.1	<i>Tache focale.....</i>	<i>58</i>
5.3.2	<i>Mesures d'énergie laser.....</i>	<i>60</i>
5.3.3	<i>Intensité maximale.....</i>	<i>61</i>
5.3.4	<i>Ouverture numérique de 0.7.....</i>	<i>62</i>
5.4	JET DE GAZ.....	63
5.4.1	<i>Positionnement.....</i>	<i>63</i>
5.4.2	<i>Profil.....</i>	<i>64</i>
5.4.3	<i>Mode d'utilisation.....</i>	<i>65</i>
5.5	PROPAGATION DU LASER.....	65
5.5.1	<i>Variante des montages.....</i>	<i>65</i>
5.5.2	<i>Intégrale B par partie.....</i>	<i>68</i>
5.5.3	<i>Intégrale B totale.....</i>	<i>70</i>
5.6	SPECTROMÈTRE D'ÉLECTRONS.....	71
5.6.1	<i>Étalonnage de l'axe de déviation des électrons.....</i>	<i>72</i>
5.7	DÉTECTION DU FAISCEAU D'ÉLECTRONS.....	74
5.7.1	<i>Scintillateur et feuillet d'aluminium.....</i>	<i>75</i>
5.7.2	<i>Collection des photons par les optiques.....</i>	<i>77</i>
5.7.3	<i>Caméra.....</i>	<i>78</i>
5.7.4	<i>Tube photomultiplicateur (PMT).....</i>	<i>82</i>
5.8	PROCÉDURES D'ALIGNEMENT.....	83
5.8.1	<i>Laser.....</i>	<i>83</i>
5.8.2	<i>Électrons.....</i>	<i>85</i>
5.8.3	<i>Mosaïque.....</i>	<i>85</i>
5.8.4	<i>Spectromètre d'électrons.....</i>	<i>86</i>
6	RÉSULTATS ET DISCUSSION.....	87
6.1	RAPPORTS DE CHARGES (RADIALE/AZIMUTALE) DES MONTAGES A ET C.....	87
6.1.1	<i>Résultats.....</i>	<i>87</i>
6.1.2	<i>Discussion.....</i>	<i>90</i>
6.2	SPECTRES D'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS ET RAPPORT DE CHARGES (MONTAGE B).....	92
6.2.1	<i>Résultats.....</i>	<i>92</i>

6.2.2	<i>Discussion</i>	99
6.3	EXPLORATION À HAUTE INTENSITÉ LASER AVEC LE MONTAGE B ($I_0 > 10^{21}$ W/cm ²)	107
6.3.1	<i>Traces des électrons</i>	108
6.3.2	<i>Spectres étalonnés</i>	109
6.3.3	<i>Pics d'énergie des électrons</i>	112
7	CONCLUSION	115
	ANNEXE A : CARACTÉRISATION DE LA MOSAÏQUE PAR INTERFÉRENCE	119
A.1	MONTAGE.....	119
A.2	PROCÉDURE D'ALIGNEMENT.....	120
A.3	MÉTHODOLOGIE POUR LA PRISE DE MESURE.....	121
A.4	RÉSULTATS ATTENDUS	122
	ANNEXE B : ESTIMATION DE LA TRANSMISSION DES FILTRES	123
	RÉFÉRENCES	125

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Régimes dynamiques d'accélération d'électrons en fonction du paramètre de champ électrique normalisé.	7
Tableau 2.2 : Différents modèles d'accélération d'électrons permettant de contourner les conditions du théorème de Lawson-Woodward.....	8
Tableau 4.1 : Indices de réfraction non linéaires (n_2) de différents matériaux pour une longueur d'onde de 800 nm à une pression de 760 Torr pour les gaz.	34
Tableau 5.1 : Résultats de la caractérisation par interférence obtenus avec un laser polarisé verticalement à l'entrée de la mosaïque pour deux positions de l'analyseur A.	56
Tableau 5.2 : Description des parties des montages en y spécifiant la longueur parcourue et les caractéristiques spécifiques (type de milieu, ouverture numérique) à chaque cas.	67
Tableau 5.3 : Résultats de l'intégrale B pour chacune des parties des montages à une énergie de 20 mJ après compression.....	69
Tableau 5.4 : Résultats des intégrales B obtenus pour les trois cas à différentes pressions pour une énergie de 20 mJ.	70
Tableau 6.1 : Paramètres expérimentaux d'expériences menées dans différentes conditions.	105

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 : Schéma de l'effet de la force pondéromotrice (f_p) sur un électron (e^-) induit par la propagation du laser.	6
Figure 2.2 : Énergie maximale des électrons détectée expérimentalement par accélération basée sur des plasmas.	10
Figure 2.3 : Schéma du déplacement des charges lors de la création de l'onde de sillage.	11
Figure 2.4 : Cartographie de la densité de charges tirée d'une simulation PIC lors de l'accélération d'électrons par onde de sillage.	11
Figure 2.5 : Spectres d'énergie des électrons obtenus expérimentalement (en bleu) et par simulation PIC (en vert) au LOA.	12
Figure 2.6 : Spectre d'énergie des électrons obtenu par l'accélération par onde de sillage avec guidage par le groupe de LBNL/Oxford.	13
Figure 2.7 : Spectres d'énergie du paquet d'électrons obtenus pour un ratio de 4 % de CO ₂	13
Figure 2.8 : Faisceau d'électrons de durée de quelques attosecondes produit par un laser ($\lambda_0 = 800 \text{ nm}$) polarisé radialement d'une durée d'impulsion de 12 fs.	15
Figure 2.9 : Schéma du mode TM01 ainsi que de la production de la composante longitudinale effective qui est le résultat de la focalisation serrée d'un tel faisceau.	16
Figure 2.10 : Effet de confinement des électrons (e^-) vers l'axe de propagation dû à la force pondéromotrice (f_p) et au profil d'intensité en forme de beigne du mode TM01.	16
Figure 2.11 : a) Spectre de Poisson $F(\omega)$ pour différentes valeurs de s et pour $\phi_0 = 0$. b) Champ électrique dans le domaine temporel au point focal ($z = 0$) pour $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ et pour $k_0z_0 = 10$	19
Figure 2.12 : Démonstration de l'optimisation de la composante longitudinale du champ électrique lorsque le laser TM01 est fortement focalisé.	21
Figure 2.13 : Gain maximal d'énergie a) normalisé et b) absolu pour un électron initialement au repos en fonction de la puissance du laser et, ce pour différents paramètres de k_0z_0 et s . c) cas spécifiques où $k_0z_0 = 100$ et $s = 10$	22
Figure 2.14 : Accélération longitudinale d'un électron initialement au repos avec une impulsion de 12 fs ($k_0z_0 \sim 500$ et $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$).	24
Figure 3.1 : Montage utilisé par Payeur et al. pour l'accélération d'électrons à champ direct.	27

Figure 3.2 : Résultats expérimentaux obtenus par le groupe Payeur et al. pour l'accélération d'électrons par champ direct.	29
Figure 4.1 : Une lame à retard demi-onde a comme propriété de faire tourner la polarisation du laser.	32
Figure 4.2 : Méthode expérimentale pour la production du mode TM01.....	32
Figure 4.3 : Production du mode TE01 : rotation de 90° de la mosaïque.....	33
Figure 4.4 : Schéma d'un profil gaussien et du seuil de non-linéarité. Sous ce seuil, il n'y a que très peu d'effet non linéaire.	35
Figure 4.5 : Focalisation d'un faisceau gaussien.	37
Figure 4.6 : Régime d'ionisation a) multiphotonique, b) tunnel et c) suppression de la barrière.	40
Figure 4.7 : Rayon du volume ionisé en fonction de l'intensité laser au foyer.	42
Figure 4.8 : a) Schéma de la puissance normalisée de l'impulsion laser se déplaçant de gauche à droite. b) et c) Modélisation du temps de montée de l'impulsion divisée en trois droites dans une échelle semi-logarithmique.....	43
Figure 4.9 : Évolution de la durée de l'impulsion d'électrons en fonction du temps de propagation pour deux types de profils et pour différents nombres d'électrons.	47
Figure 4.10 : Évolution de la largeur énergétique d'un faisceau d'électrons centré à 28.4 ± 0.3 keV en fonction du temps de propagation.	48
Figure 5.1 : Schéma du montage pour l'accélération d'électrons par champ direct.....	49
Figure 5.2 : Spectre du laser à la sortie du compresseur.....	51
Figure 5.3 : Caractéristiques temporelles de l'impulsion laser.....	52
Figure 5.4 : Profil spatial du front d'onde du laser.	52
Figure 5.5 : Orientation de l'axe rapide de chacun des quadrants numérotés de la mosaïque.	53
Figure 5.6 : Schéma du montage de la caractérisation de la mosaïque par interférence.	53
Figure 5.7 : Schémas explicatifs pour prédire le type de l'interférence de deux faisceaux cohérents dont chacun est passé respectivement par le quadrant 1 et 2 de la mosaïque.	54
Figure 5.8 : Schéma du montage de l'analyse spectrale de la mosaïque.	57

Figure 5.9 : Spectre normalisé du faisceau laser après son passage dans le polariseur d'entrée placé verticalement, dans le quadrant 1 de la mosaïque et dans l'analyseur placé à a) -45° (signal minimal) et b) $+45^\circ$ (signal maximal).....	58
Figure 5.10 : Schéma du montage et du chemin optique pour l'imagerie du point focal par une sphère réfléchissante.	59
Figure 5.11 : Image de la tache focale obtenue avec le laser 200 TW et la technique de la sphère réfléchissante.	59
Figure 5.12 : Énergies mesurées après le compresseur en fonction du nombre de lasers (Nd : YAG) de pompe activés.....	60
Figure 5.13 : Mesures d'énergie après compression en fonction de la transmission de l'atténuateur variable utilisé avec deux lasers de pompe de type Nd : YAG.....	61
Figure 5.14 : a) Positionnement du jet de gaz dans le cône sans lumière de la parabole. b) Jet de gaz.	63
Figure 5.15 : Profil du jet de gaz mesuré par interférométrie de Mach-Zender à une distance de 6 mm de l'extrémité du tube pour une pression de 300 PSI.	64
Figure 5.16 : Schéma résumant les variances de la propagation du faisceau entre les trois cas expérimentaux.	66
Figure 5.17 : Intégrale B en fonction de l'intensité laser pour les 3 variantes de montage.	71
Figure 5.18 : Électroaimant utilisé comme spectromètre d'électrons afin de produire le champ magnétique nécessaire pour faire dévier les électrons lors de leur passage.	72
Figure 5.19 : Champ magnétique en fonction de l'axe z de propagation des électrons pour un courant appliqué de 0.1 A.	72
Figure 5.20 : Schéma du générique du montage expérimental et référentiel.....	73
Figure 5.21 : a) L'énergie initiale de l'électron (en rouge) et l'énergie déposée selon l'équation 5.10 (en bleu). b) Énergie déposée sous condition (en noir) par un électron en fonction de son énergie d'entrée dans le scintillateur.	76
Figure 5.22 : Pourcentage d'énergie perdue dans le feuillet d'aluminium de $10 \mu m$ en fonction de l'énergie initiale des électrons entrants.....	77
Figure 5.23 : Montage utilisé pour évaluer la collection par les optiques et le rendement de la caméra.	79
Figure 5.24 : Image obtenue pour quantifier la transmission du système de détection.	80
Figure 5.25 : a) Image de la trace de l'ordre 0. b) Image du signal typique après la soustraction de l'image de la trace de l'ordre 0.	81

Figure 5.26 : Positionnement dans la région d'intérêt (ROI) de la trace de l'ordre 0 par rapport à l'énergie des électrons.	82
Figure 5.27 : Détails et nomenclatures de différentes composantes du montage nécessaires pour l'alignement du faisceau laser.	84
Figure 6.1 : Rapports du signal du PMT obtenu par la polarisation radiale sur celui obtenu avec la polarisation azimutale en fonction de l'intensité laser pour différentes pressions. Le montage A utilisé est celui présenté à la figure 5.16a. L'ouverture numérique est de $NA=1$	88
Figure 6.2 : Rapports du signal du PMT obtenu par la polarisation radiale sur celui obtenu avec la polarisation azimutale en fonction de l'intensité pour différentes pressions. Le montage C utilisé est celui présenté à la figure 5.16c. L'ouverture numérique est de $NA=0.7$	89
Figure 6.3 : a) à f) Images des spectres d'électrons obtenues avec la caméra après soustraction de l'ordre 0 pour les deux polarisations (radiale et azimutale) à différentes énergies laser (E) et donc à différentes intensités au point focal ($I_0 < 10^{21}$ W/cm ²).	94
Figure 6.4 : Nombre d'électrons par unité d'énergie (MeV), par tir laser et par stéradian obtenus à partir des spectres d'électrons 2D et de l'étalonnage des instruments pour les deux polarisations (radiale et azimutale) à différentes énergies (E) laser donc à différentes intensités (I_0) au point focal.	97
Figure 6.5 : Intégration de charges en fonction de l'intensité faite à partir des spectres étalonnés pour les intensités inférieures à 10^{21} W/cm ²	98
Figure 6.6 : Rapports obtenus à partir de l'intégration de charges des spectres étalonnés en fonction de l'intensité pour différentes plages d'énergie.	99
Figure 6.7 : Comparaison des résultats avec le gain théorique maximal et absolu d'énergie en fonction de la puissance laser pour différents paramètres de focalisation (k_0z_0) et pour différents paramètres de spectre (s).	101
Figure 6.8 : Schéma de la focalisation et de la distribution énergétique des électrons pour deux ouvertures numériques (NA).	103
Figure 6.9 : Rapports (Radiale sur azimutale) en fonction de l'intensité pour trois expériences. Le résultat non publié de Payeur et al., le montage C et le montage B où l'intégration de charges est faite pour les électrons dont l'énergie va de 1 à 3 MeV.	106
Figure 6.10 : a) à d) Images des spectres d'électrons obtenues avec la caméra après soustraction de l'ordre 0 pour la polarisation azimutale à différentes énergies laser (E) et donc à différentes intensités au point focal ($I_0 > 10^{21}$ W/cm ²).	109

Figure 6.11 : Nombre d'électrons par unité d'énergie (MeV), par tir laser et par stéradian obtenus à partir des spectres d'électrons 2D et de l'étalonnage des instruments pour la polarisation azimutale à différentes énergies (E) laser donc à différentes intensités (I_0) au point focal. De a) à d), chacune des figures correspond à une intensité laser (2.1×10^{20} à 1.2×10^{22} W/cm ²).	112
Figure 6.12 : a) Positions des pics identifiés sur les spectres d'électrons en fonction de l'intensité laser au point focal (I_0). b) Énergie maximale détectée en fonction de l'intensité laser.	113

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET DES SYMBOLES

Abréviations :

°	degré
A	Ampère
ADK	Ammosov–Delone–Krainov
ALLS	Advanced Laser Light Source
Ar	Argon
as	Attoseconde
BG	Background
cm	centimètre
CPA	Chirp Pulse Amplification
eV	Électronvolt
FF	Far Field
fs	femtoseconde
FWHM	Full Width Half Maximum
GeV	Gigaélectronvolt
GVD	Group Velocity Dispersion
Hz	Hertz
INRS-EMT	Institut National de la Recherche Scientifique centre Énergie Matériaux Télécommunication
J	Joule
keV	Kiloélectronvolt
LBNL	Lawrence Berkeley National Laboratory
LOA	Laboratoire d’Optique Appliquée
mA	milliampère

MeV	Mégaélectronvolt
mJ	millijoule
mm	Millimètre
mrad	Milliradian
mT	Millitesla
mTorr	millitorr
mV	Millivolt
NA	Numerical Aperture
nC	Nanocoulomb
Nd : YAG	Grenat d'yttrium aluminium dopé au néodyme
NF	Near Field
NIST	National Institut of Standard and Technology
nm	Nanomètre
ns	Nanoseconde
P	Puissance
pC	Picoseconde
PIC	Particle In Cell
PMT	Tube photomultiplicateur
po	pouce
ps	Picoseconde
PSI	Pound-force per Square Inch
PW	Petawatt
rad	Radian
ROI	Region Of Interest
s	Seconde

TB	Turning Box
TW	Térawatt
W	Watt
μJ	microjoule
μm	micromètre

Symboles :

a_0	Champ électrique normalisé
a_z	Champ électrique longitudinal normalisé
I_0	Intensité maximale au foyer.
Δt_0	Durée d'impulsion laser (FWHM)
z_0	Paramètre confocal
k_0	Nombre d'onde
$k_0 z_0$	Paramètre de focalisation
S_{Azi}	Signal électronique produit avec une polarisation azimutale (mode TE01)
S_{Rad}	Signal électronique produit avec une polarisation radiale (mode TM01)
ω_0	Fréquence angulaire centrale
w_0	Rayon du faisceau à une intensité de $1/e^2$
w_{FWHM}	Pleine largeur du faisceau à $1/e^2$ de l'intensité maximale
λ_0	Longueur d'onde centrale
ϕ_0	Phase de l'onde porteuse
s	Paramètre qui définit la largeur du spectre de Poisson

1 INTRODUCTION

L'accélération d'électrons par laser a été suggérée en 1979 par Tajima et Dawson [1]. Depuis, plusieurs groupes de recherche ont intensivement travaillé à perfectionner cette méthode de production de faisceau d'électrons. Ce n'est seulement que lorsque Mourou et al. [2] ont développé la technique d'amplification de l'impulsion laser par dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification : CPA) qu'il y a eu des avancées majeures dans le domaine de l'accélération d'électrons par laser. Les lasers CPA permettent d'obtenir des impulsions de puissance élevée, de courte durée (de l'ordre de la femtoseconde) et, donc, des intensités laser crêtes élevées avec des installations de taille raisonnable. Ainsi, les avancées de la technologie laser permettent de poursuivre des recherches de haut niveau et d'en réduire les coûts. Étant donné les difficultés à contrôler la répulsion coulombienne des charges, il a fallu de nombreuses années pour obtenir des paquets d'électrons produits par laser et qui ont des énergies élevées, une faible dispersion spatiale et un faible étalement énergétique. En 2004, plusieurs groupes ont simultanément rapporté la génération de paquets d'électrons quasi monoénergétiques de l'ordre de la centaine de MeV ayant une dispersion énergétique de quelques pourcents et une dispersion spatiale de quelques milliradians [3], [4].

L'évolution constante dans les techniques d'accélération d'électrons par laser est alimentée par plusieurs applications qui nécessitent des paquets d'électrons quasi monoénergétiques d'énergie élevée, de courte durée d'impulsion, ayant une faible divergence spatiale et ayant un faible étalement énergétique. De plus, tout comme pour les faisceaux laser, les paquets d'électrons de courte durée sont nécessaires pour sonder des événements ultrarapides. Ainsi, les faisceaux d'électrons de courte durée d'impulsion sont principalement utilisés dans des techniques de type pompe-sonde [5], [6]. Par exemple, ils sont utilisés pour l'étude de transitions de phase dans des solides où une impulsion laser est utilisée pour amorcer la transition de phase et où le faisceau d'électrons est utilisé pour sonder la structure par diffraction d'électrons [7]. Jusqu'à maintenant, les faisceaux d'électrons les plus courts qui ont été produits et mesurés sont de l'ordre de la sub-picoseconde [8] à la femtoseconde [9].

Plusieurs techniques d'accélération par laser ont été étudiées afin de réduire la durée d'impulsion des paquets d'électrons. Une méthode d'accélération d'électrons, largement étudiée et pour laquelle des résultats intéressants sont obtenus, est l'accélération par champ de sillage [10], [11],

[12]. Cette méthode nécessite un plasma dense où l'accélération d'électrons est le résultat indirect du déplacement des charges provoqué par la force pondéromotrice. Toutefois, ce mécanisme d'accélération est limité par les effets de charge d'espace ce qui empêche la production de paquets d'électrons d'une durée d'impulsion de l'ordre de la femtoseconde. De son côté, le groupe du professeur Piché de l'Université Laval a développé un modèle théorique d'une méthode d'accélération d'électrons par champ direct qui consiste à fortement focaliser un faisceau laser ayant un mode TM01. Le mode TM01 est caractérisé par une polarisation radiale du faisceau laser et par un profil transverse d'intensité en forme de beigne. Dans un régime d'accélération ultra-relativiste, cette méthode permet de produire un champ électrique longitudinal qui accélère et comprime le faisceau d'électrons ce qui réduit la durée de l'impulsion à quelques dizaines d'attosecondes [13]. Expérimentalement, ce type d'accélération par champ direct a été démontrée à faible intensité par le groupe de l'INRS (Payeur et al.) [14].

Dans le cadre de ce mémoire, le mécanisme d'accélération d'électrons par champ direct est exploré expérimentalement à haute intensité laser afin de se positionner dans le régime d'accélération ultra-relativiste qui est nécessaire pour produire un faisceau d'électrons de très courte durée. Dans un premier temps, étant donné la complexité que représentent les expériences à hautes intensités, une analyse critique est faite afin de s'assurer que les conditions expérimentales sont bien contrôlées et adéquates. Pour ce faire, la dynamique de l'ionisation de la région focale est analysée. Aussi, l'intégrale B est évaluée afin de quantifier le déphasage du front de l'onde causé par les effets non linéaires lors de la propagation du laser. Dans un second temps, les premiers faisceaux d'électrons sont produits soit avec le mode TM01 (polarisation radiale) ou le mode TE01 (polarisation azimutale) pour lequel le champ longitudinal est négligeable. La comparaison des faisceaux d'électrons, qui sont produits avec l'une et l'autre polarisation, permet de déterminer l'efficacité de l'accélération par champ direct qui est caractérisée par le champ longitudinal. Dans un troisième temps, les spectres d'énergie des faisceaux d'électrons sont analysés afin de connaître la composition énergétique des faisceaux d'électrons. Ces spectres sont mesurés pour des intensités laser inférieures à 10^{21} W/cm² où les conditions expérimentales sont contrôlées. Afin d'explorer l'accélération d'électrons à très haute intensité laser, les mesures des spectres sont aussi faites à des intensités laser supérieures à 10^{21} W/cm², malgré une intégrale B trop élevée pour ces conditions. De plus, au cours de ces différentes étapes, l'influence des différents paramètres expérimentaux sur le mécanisme d'accélération par champ direct est analysée.

Ce mémoire commence par une introduction dans la section 2 de la théorie nécessaire à la compréhension de l'accélération d'électrons par laser en présentant les forces impliquées et les mécanismes d'accélérations associés tels que l'accélération par champ de sillage et par champ direct. Ensuite, la section 1 discute l'état de l'art de l'accélération par champ direct et rapporte les résultats d'expériences qui utilisent ce mécanisme d'accélération à faible intensité laser. Puis, la section 4 présente les éléments théoriques portant sur la méthodologie qui sont nécessaires pour assurer une conservation, à haute intensité laser, des conditions expérimentales adéquates. La section 5 montre le montage expérimental utilisé et détaille les outils ainsi que les méthodes de traitement de signal associé à chacun des outils. Ensuite, la section 6 expose et discute les résultats obtenus. Finalement, une conclusion sur les travaux de cette maîtrise est présentée à la section 6.

2 ACCÉLÉRATION D'ÉLECTRONS PAR LASER

Dans un plasma ou dans un milieu préionisé, des électrons libres peuvent être accélérés au moyen d'un laser. Cette accélération a lieu suivant deux mécanismes. Dans le premier mécanisme, les électrons libres sont accélérés par le champ électrique du laser. Dans le second mécanisme, la propagation du laser génère une onde de plasma et cette dernière crée un champ électrique qui accélère les électrons. L'intérêt de l'accélération par laser est de produire un paquet d'électrons de courte durée d'impulsion et d'énergie élevée. De plus, l'accélération par laser permet d'accélérer les électrons avec un champ électrique plus élevé que la limite de claquage de sorte que le gain d'énergie, obtenu sur de plus courtes distances, soit supérieur au gain obtenu dans un accélérateur conventionnel. L'un des défis est de conserver la qualité du paquet d'électrons accéléré tout en atteignant des énergies les plus élevées possible. Plusieurs méthodes ont été développées de manière théorique ou expérimentale pour optimiser l'accélération par laser [1], [15].

Cette section présente la théorie de base sur l'accélération d'électrons par laser. L'équation du mouvement des électrons et le théorème de Lawson-Woodward sont explicités. Puis, nous faisons une revue des modèles qui offrent des solutions pour contourner les limites établies par le théorème. Ensuite, quelques méthodes d'accélération par laser sont présentées en comparant la qualité des paquets d'électrons qui ont été obtenus jusqu'à maintenant. Pour terminer, nous présentons la méthode d'accélération par champ direct qui est utilisé pour les travaux de ce mémoire.

2.1 Équation du mouvement

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans un champ électromagnétique, elle subit la force de Lorentz [16]. Dans notre cas, la particule chargée est un électron et le champ est celui de l'onde électromagnétique du laser de sorte que l'équation du mouvement est

$$F = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})), \quad (\text{Éq. 2.1})$$

où $e = 1.602 \times 10^{-19}C$ est la charge élémentaire, \mathbf{E} est le champ électrique en V/m, \mathbf{v} est la vitesse de l'électron en m/s, \mathbf{B} est le champ magnétique en Tesla et $\mathbf{p} = m_0\gamma\mathbf{v}$ est la quantité de

mouvement. m_0 est la masse de l'électron en kg et γ est le facteur de Lorentz défini comme suit $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-0.5}$.

Chacun des deux termes de droite de l'équation 2.1 correspond à un mécanisme d'accélération particulier. Le premier terme ($-eE$) correspond à la réponse linéaire de l'électron, c'est-à-dire l'accélération par champ direct. Le deuxième terme ($-e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$) définit une réponse non linéaire aussi appelée une accélération par la force pondéromotrice. L'effet de la force pondéromotrice est illustré à la figure 2.1. Cette force fait dévier l'électron dans le sens inverse du gradient de l'amplitude du champ électrique ce qui crée une onde plasma. Cette force permet le transfert de l'énergie d'oscillation en une énergie de translation, ce qui entraîne l'accélération de l'électron.

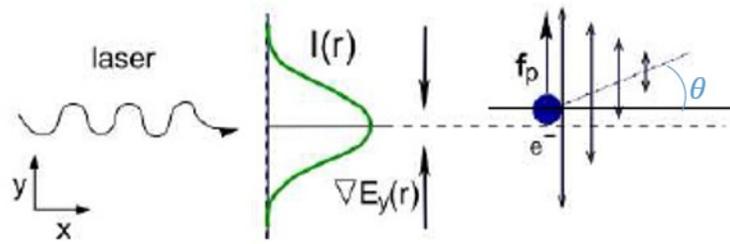


Figure 2.1 : Schéma de l'effet de la force pondéromotrice (f_p) sur un électron (e^-) induit par la propagation du laser (figure tirée de [17]). $I(r)$ présente le profil d'intensité laser en fonction du rayon (r). $\nabla E_y(r)$ est le gradient de l'amplitude du champ électrique du laser. θ est l'angle de déviation de l'électron.

On peut identifier trois régimes d'accélération : le régime non relativiste (NR), le régime relativiste (R) et le régime ultra-relativiste (UR). Ces trois régimes sont distingués par le paramètre de champ électrique normalisé. Ce paramètre est couramment défini sous la forme [18]

$$a_0^2 \approx \left(\frac{q}{m_0 c \omega_0} \right)^2 E_0^2 \approx 7.2 \times 10^{-19} \lambda_0^2 [\mu m] I_0 [W/cm^2], \quad (\text{Éq. 2.2})$$

avec E_0 , q , m_0 , c et ω_0 qui, respectivement, représentent l'amplitude du champ électrique, la charge de la particule, la masse de la particule, la vitesse de la lumière et la fréquence angulaire centrale du laser. En unité pratique, cette expression utilise la longueur d'onde centrale (λ_0) du laser en μm et l'intensité crête en W/cm^2 .

Le tableau 2.1 présente le paramètre de champ électrique normalisé associé à chacun des régimes d'accélération. Pour maximiser le gain d'énergie, l'accélération doit se faire dans le régime ultra-

relativiste qu'on atteint en augmentant l'intensité laser pour obtenir un paramètre de champ électrique normalisé beaucoup plus grand que 1.

Tableau 2.1 : Régimes dynamiques d'accélération d'électrons en fonction du paramètre de champ électrique normalisé [18]. ($a_0 = q E_0 / mc\omega_0$)

Régime	a_0^2
Non-relativiste	$\ll 1$
Relativiste	~ 1
Ultra-Relativiste	$\gg 1$

Lorsque le paramètre de champ électrique est élevé, on s'attend à ce que le gain d'énergie cinétique soit plus grand. On démontre par la conservation de la quantité de mouvement que l'angle d'émission de l'électron par rapport à l'axe de propagation dépend principalement de son énergie [17] :

$$\tan \theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} = \sqrt{\frac{2m_0c^2}{\Delta U}}, \quad (\text{Éq. 2.3})$$

où θ , γ , p_{\perp} et p_{\parallel} sont respectivement l'angle d'émission, le facteur de Lorentz, la quantité de mouvement perpendiculaire à l'axe de propagation et la quantité de mouvement parallèle à l'axe de propagation. Pour un électron accéléré par la force pondéromotrice, le gain d'énergie cinétique ΔU est donné par

$$\Delta U = \bar{\Phi}_P \propto I, \quad (\text{Éq. 2.4})$$

où $\bar{\Phi}_P$ est le potentiel pondéromoteur moyen qui est proportionnel à l'intensité laser I .

2.2 Théorème de Lawson-Woodward

Le théorème de Lawson-Woodward stipule qu'il n'est pas possible d'avoir un gain d'énergie net lorsque le champ électrique d'un laser est responsable de l'accélération [15]. La validité du

théorème repose sur plusieurs conditions restrictives. Tout d'abord, le théorème considère un faisceau gaussien qui se propage dans le vide et qui n'est soumis à aucune frontière, c'est-à-dire une région d'interaction illimitée [15], [17], [19]. L'une des conditions est que l'électron est ultra-relativiste ($v \cong c$) et qu'il n'y a aucun champ statique, que ce soit magnétique ou électrique. De plus, la formulation du théorème néglige la force pondéromotrice.

Des travaux récents [18] ont démontré plusieurs méthodes d'accélération qui offrent des conditions pour lesquelles le théorème de Lawson-Woodward n'est pas applicable et qui permettent d'obtenir un gain d'énergie non nul. Le tableau 2.2 présente ces modèles ainsi que le gain maximal théorique de la méthode en fonction du gain limite. La limite théorique du gain d'énergie (ΔW_{lim}) en MeV est définie par [18]

$$\Delta W_{lim}[\text{MeV}] \sim 31(P[TW])^{1/2}, \quad (\text{Éq. 2.5})$$

où P est la puissance du laser en térawatts.

Tableau 2.2 : Différents modèles d'accélération d'électrons permettant de contourner les conditions du théorème de Lawson-Woodward. Ils sont différenciés par l'intervalle d'interaction $[z_i, z_f]$, le gain d'énergie théorique ($\Delta W_{lim} |_{z_i}^{z_f}$) et une brève description. Tableau tiré de Réf. [18].

$[z_i, z_f]$	$\Delta W_{lim} _{z_i}^{z_f}$	Modèle	Référence
$[-\infty, \infty]$	0	Lawson-Woodward	[19]
$[-z_R, z_R]$	ΔW_{lim}	Interaction limitée	[19], [20], [21]
$[0, \infty]$	ΔW_{lim}	Un pulse	[22], [23], [24]
$[z_r, \infty]$	$\Delta W_{lim}/2$	Pompe-sonde	[16], [13], [25]

En guise de comparaison, les conditions du théorème de Lawson-Woodward sont inscrites dans le tableau. Le modèle d'interaction limitée est proposé par le groupe d'Esarey et al. [19]. Dans ce modèle, la région d'interaction est bornée par des lentilles. Pour un gain maximal égal à la limite théorique, la borne doit être définie par la longueur de Rayleigh $[-z_R, z_R]$. Toutefois, on prévient du risque de dommage pour des optiques à proximité du point focal. Le modèle d'accélération par

un pulse suggérée par le groupe de Karmakar et al. [22] consiste à accélérer des électrons qui sont ionisés à partir d'atomes lourds (nombre atomique (Z) élevé). Ainsi, les électrons près du noyau sont soumis à une forte attraction coulombienne et ils ne peuvent être ionisés qu'avec le maximum d'intensité de l'impulsion. Cela limite l'accélération du point focal à l'infini $[0, \infty]$ ce qui permet de produire un gain maximal égal à la limite théorique. Le modèle pompe-sonde est présenté par le groupe de Piché et al. [16]. On démontre l'accélération à partir d'un nuage de charges, c'est-à-dire dans un milieu préionisé. Dans ce cas, l'accélération est bornée de la distance de Rayleigh à l'infini $[z_R, \infty]$. Ainsi, le modèle prédit un gain maximal de la moitié de la limite théorique.

En somme, plusieurs modèles sont proposés pour contourner les limites établies par le théorème Lawson-Woodward de telle sorte qu'il est possible d'obtenir un gain d'énergie lors de l'accélération d'électrons par laser. Dans ce mémoire, nous nous basons sur le modèle développé par le groupe de Prof. Piché de l'Université Laval pour étudier expérimentalement l'accélération des électrons à des énergies élevées.

2.3 Méthodes d'accélération par laser

Avec les avancées technologiques récentes du laser, il est maintenant possible d'atteindre des intensités laser élevées dans des installations de taille raisonnable. Ainsi, l'approche de l'accélération d'électrons par laser permettrait de réduire le coût et la taille comparativement à des accélérateurs conventionnels, et ce, tout en atteignant des ordres de grandeur d'énergie multi-MeV ou même multi-GeV. Un autre avantage de l'accélération par laser est que l'accélération se fait dans un plasma ou dans le vide où plusieurs méthodes d'accélération prédisent une longueur d'accélération de l'ordre du millimètre [15]. De fait, l'accélération d'électrons a été largement étudiée dans les dernières années afin d'obtenir un faisceau d'électrons quasi monoénergétique à faible divergence [15]. La figure 2.2 présente l'évolution dans le temps de l'énergie maximale des électrons atteinte dans différents laboratoires. L'énergie maximale détectée croît au fil des années avec l'augmentation de la présence des lasers de hautes puissances. Étant donné les progrès constants, on peut ajouter deux résultats intéressants. Un groupe de l'université du Texas a mesuré en 2012 des énergies d'électrons allant jusqu'à 2 GeV [12], [26]. En 2013, un groupe de l'INRS-EMT à Varennes a détecté des électrons d'énergie allant jusqu'à 1 GeV. Toutefois l'énergie maximale n'est qu'une caractéristique du paquet d'électrons. La durée de l'impulsion, sa

divergence spatiale et son étalement énergétique sont aussi importants. Plusieurs méthodes d'accélération ont été développées et sont détaillées dans cette section.

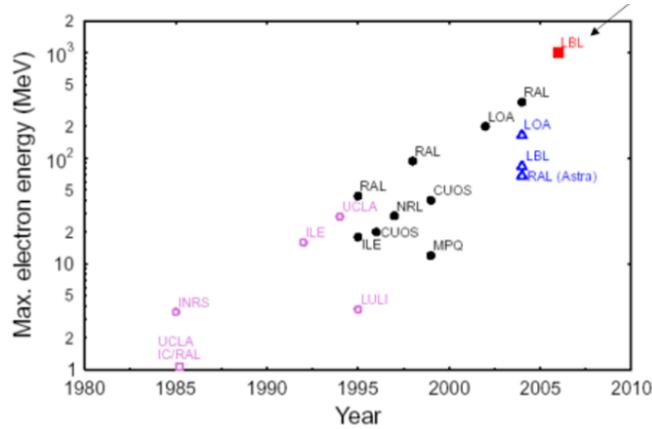


Figure 2.2 : Énergie maximale des électrons détectée expérimentalement par accélération basée sur des plasmas. Les cercles vides représentent les expériences par onde de battement. Les cercles pleins représentent une accélération par onde de sillage et les triangles représentent les faisceaux quasi monoénergétiques (figure tirée de [27]).

2.3.1 Accélération par onde de sillage

La force pondéromotrice génère l'onde de sillage qui est responsable de l'accélération des électrons. La figure 2.3 illustre le processus de déplacement des charges lors de la création de l'onde de sillage. La première étape consiste au mouvement des électrons vers l'avant dû à la force pondéromotrice. En raison de la masse plus élevée des ions, ceux-ci restent immobiles. Un champ électrique est alors induit ce qui entraîne le déplacement des électrons vers l'arrière. Comme montré précédemment à la figure 2.1, la force pondéromotrice dévie radialement les électrons suivant le gradient d'intensité du faisceau. Cela crée une cavité derrière l'impulsion laser. L'onde plasma est alors excitée derrière l'impulsion laser. Dans certaines conditions, il est alors possible que cette onde plasma confine et accélère les électrons.

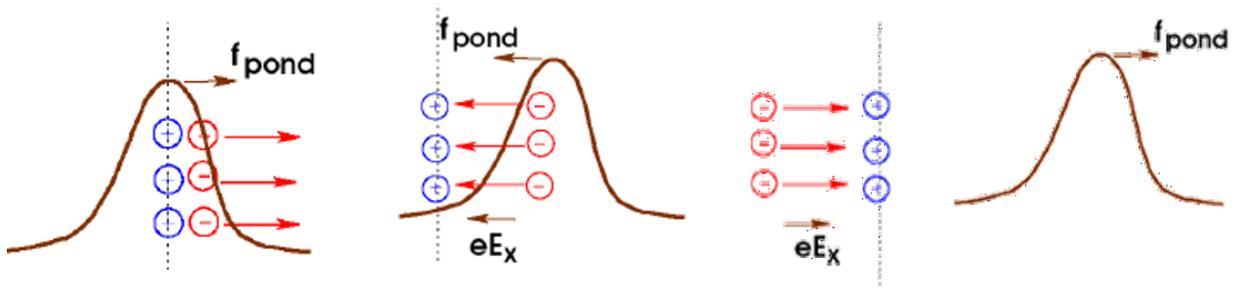


Figure 2.3 : Schéma du déplacement des charges lors de la création de l'onde de sillage (figure tirée de [27]). e est la charge élémentaire de l'électron, E_x est le champ électrique statique produit suivant l'axe des abscisses (x) et f_{pond} est la force pondéromotrice.

La figure 2.4 illustre la densité de charges simulée lors de l'accélération d'électrons par onde de sillage [3]. Avant d'être accélérés, les électrons sont éjectés par la force pondéromotrice. Puis, ils reviennent vers l'arrière ce qui crée une cavité derrière l'impulsion laser. Les électrons qui se trouvent à l'arrière de la cavité sont ensuite accélérés par le champ électrique statique induit par le déplacement des électrons combiné à l'immobilité des ions. À la figure 2.4, la position de l'impulsion laser est marquée par un trait rouge. Derrière cette impulsion, on observe le trait horizontal noir qui représente le paquet d'électrons accélérés dans la cavité qui est formée.

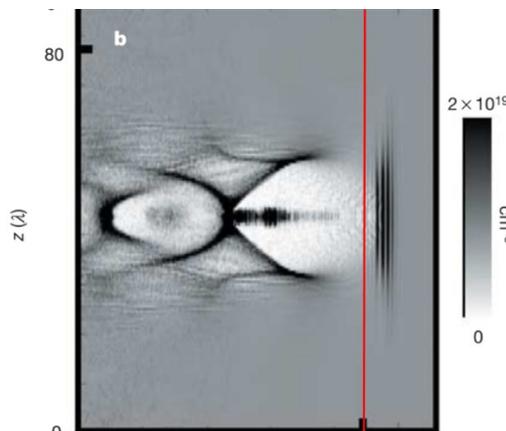


Figure 2.4 : Cartographie de la densité de charges tirée d'une simulation PIC lors de l'accélération d'électrons par onde de sillage. La position de l'impulsion laser est marquée par le trait rouge. Le faisceau d'électrons accélérés est noté par le trait noir horizontal se trouvant dans la cavité derrière le laser.

L'impulsion laser a parcouru 2 mm dans le plasma (figure tirée de [3]).

Le groupe du laboratoire d'optique appliquée (LOA) de l'École Polytechnique en France a obtenu un faisceau d'électrons de 170 ± 20 MeV qui a une divergence de 10 mrad et qui a une charge de

0.5 ± 0.2 nC. La durée de l'impulsion du paquet d'électrons est estimée à moins de 30 fs [3]. La figure 2.5 présente le résultat expérimental et celui de la simulation. Ce faisceau d'électrons est produit en focalisant un laser avec une parabole d'ouverture f/18 hors axe dans un jet de gaz d'hélium. Le laser a une énergie de 1 J et une durée d'impulsion de 33 fs. Dans ces conditions, son intensité maximale est évaluée à 3.2×10^{18} W/cm².

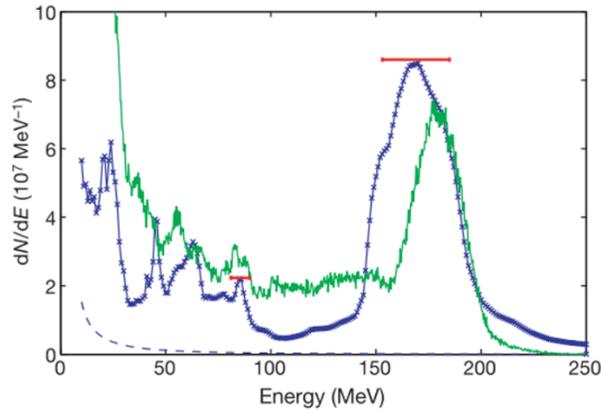


Figure 2.5 : Spectres d'énergie des électrons obtenus expérimentalement (en bleu) et par simulation PIC (en vert) au LOA (figure tirée de [3]). Les barres rouges représentent les barres d'erreur.

Plusieurs techniques ont été développées pour améliorer l'accélération par onde de sillage. L'une d'elles est l'ajout de guidage du laser dans une fibre capillaire remplie de gaz pour augmenter la région d'interaction qui est intrinsèquement limitée à seulement deux fois la longueur de Rayleigh. Les groupes du Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) et d'Oxford ont obtenu [28], par onde de sillage avec guidage, un faisceau d'électrons de 1 ± 0.06 GeV dont la divergence est de 1.6 mrad et la charge est de 30 pC. La figure 2.6 présente le spectre d'énergie des électrons près du pic mesuré à 1 GeV. Lorsqu'une décharge à haut voltage est appliquée, le canal rempli d'hydrogène produit une longueur d'interaction de 33 mm. Le laser utilisé a les caractéristiques suivantes, 40 TW, 1.5 J, 37 fs ce qui permet d'obtenir une intensité crête de 3×10^{18} W/cm².

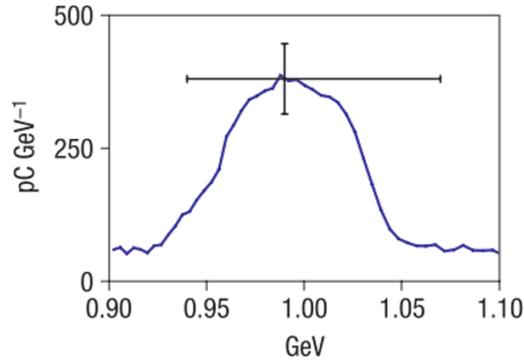


Figure 2.6 : Spectre d'énergie des électrons obtenu par l'accélération par onde de sillage avec guidage par le groupe de LBNL/Oxford (figure tirée de [28]).

À l'INRS-EMT à Varennes, le groupe de recherche de l'INRS et de l'université d'Alberta a eu recours à la méthode d'injection avec l'ajout de 4 % de CO₂ dans un gaz d'hélium [10]. La figure 2.7 présente les résultats ainsi obtenus. Avec une intensité au point focal de 7.3×10^{18} W/cm², des énergies d'électrons allant jusqu'à un GeV ont été détectées pour une densité du plasma de 1.1×10^{19} cm⁻³. Un pic est mesuré à 860_{-150}^{+220} MeV dont la divergence spatiale du faisceau d'électrons est de 2.8 mrad pour une densité de 8×10^{18} cm⁻³.

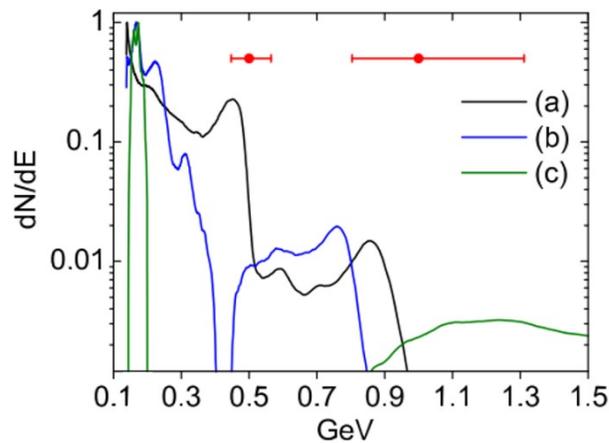


Figure 2.7 : Spectres d'énergie du paquet d'électrons obtenus pour un ratio de 4 % de CO₂. La densité du plasma est de a) et b) 8×10^{18} cm⁻³ et c) 1.1×10^{19} cm⁻³ (figure tirée de [11]).

En somme, il est possible d'accélérer des électrons par la méthode d'onde de sillage de manière à obtenir des faisceaux d'électrons d'une durée d'impulsion estimée à 30 fs et de l'ordre du GeV. De plus, une faible divergence spatiale et un faible étalement énergétique sont en général obtenus.

2.4 Accélération par champ direct

L'accélération par champ direct évite la conversion de l'énergie des photons à l'onde plasma. Ainsi, elle est plus efficace. Pour un ensemble de conditions données, plusieurs travaux de simulation rapportent des paquets d'électrons bien collimatés et d'énergie pouvant atteindre 1 GeV et plus [29], [30], [31], [22], [23]. L'accélération d'électrons par champ direct a été grandement étudiée par le groupe de Piché de l'Université Laval [25], [32]. Selon les résultats de leurs calculs numériques présentés à la figure 2.8, il est possible, dans un régime d'accélération ultra-relativiste, d'accélérer des électrons de manière à générer un paquet d'électrons d'une durée de quelques attosecondes. Les auteurs démontrent aussi la possibilité d'obtenir un faisceau d'électrons quasi monoénergétique de l'ordre du GeV avec des puissances laser dans la gamme du PW [25]. Dans le régime d'accélération relativiste qui requiert des puissances laser inférieures à 1 TW, leur modèle théorique prédit l'accélération d'électrons à des énergies de l'ordre du MeV [18]. Cette figure montre que les électrons n'ont pas seulement une vitesse longitudinale, mais aussi une composante radiale de vitesse que l'on explique par la suite.

L'efficacité de cette méthode d'accélération dépend de plusieurs conditions particulières telles qu'une polarisation radiale (mode TM₀₁), une focalisation serrée et un régime d'accélération ultra-relativiste. L'efficacité dépend aussi de la disposition du champ électrique dans l'impulsion laser qui est établie par la durée d'impulsion et la phase de l'onde porteuse. Ces caractéristiques seront détaillées dans les prochaines sous-sections afin de démontrer leur impact sur le gain d'énergie des électrons.

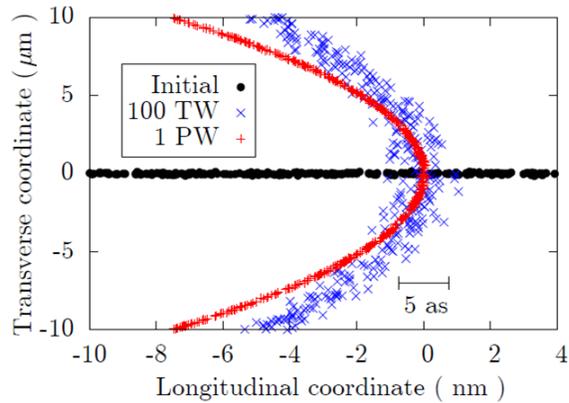


Figure 2.8 : Faisceau d'électrons de durée de quelques attosecondes produit par un laser ($\lambda_0 = 800 \text{ nm}$) polarisé radialement d'une durée d'impulsion de 12 fs. La courbe noire décrit la position initiale des électrons qui suit une distribution gaussienne sphérique. Les courbes bleue (x) et rouge (+) décrivent la position des électrons accélérés sur une distance de 6 mm pour une puissance laser de 100 TW et 1 PW respectivement. Dans les simulations, on observe que les électrons sont accélérés essentiellement selon la coordonnée longitudinale. La composante résiduelle radiale peut s'expliquer par plusieurs facteurs dans la propagation de l'impulsion laser et de son interaction avec les électrons. Ces facteurs seront explicités au cours du mémoire (figure tirée de [18]).

2.4.1 Accélération d'électron par mode TM01 (polarisation radiale)

Le mode TM01 est le résultat de la somme de deux modes Laguerre-Gauss (TEM_{01}) [33]. Ce mode laser est caractérisé par une polarisation dont le champ électrique est disposé radialement tel que schématisé à la figure 2.9a. Ce type de polarisation permet d'optimiser l'accélération directe, car, lorsque le laser avec un mode TM01 est fortement focalisé, un champ électrique effectif longitudinal est généré tel que schématisé à la figure 2.9b. Cette composante effective résulte principalement de la symétrie du mode, car, lorsque la focalisation est forte, les composantes transverses du champ électrique s'annulent [34]. Ainsi, on obtient le champ électrique longitudinal responsable de l'accélération directe des électrons.

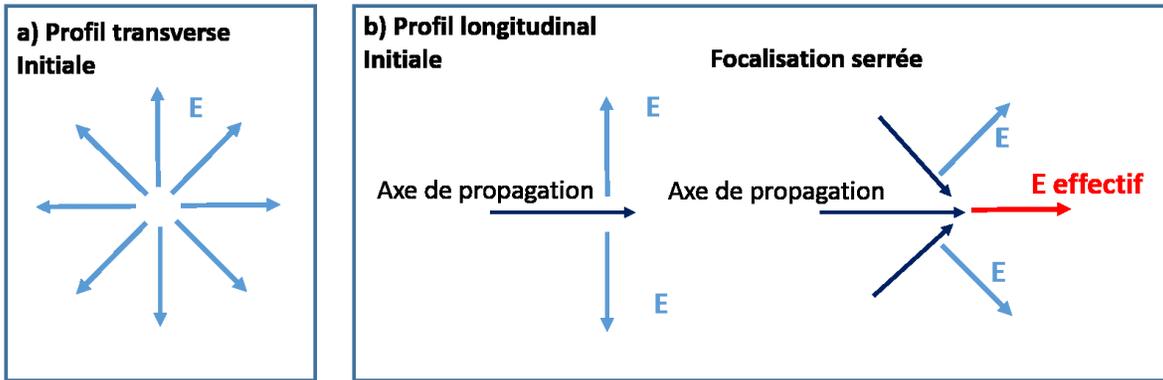


Figure 2.9 : Schéma du mode TM01 ainsi que de la production de la composante longitudinale effective qui est le résultat de la focalisation serrée d'un tel faisceau.

Une autre particularité du mode TM01 est que le profil transverse de l'intensité est caractérisé par une forme de beigne. Ce profil beigne combiné à l'effet de la force pondéromotrice (voir section 2.1) cause la dérive des électrons vers le centre du faisceau comme illustrés à la figure 2.10. Cela crée alors un effet de confinement pour les électrons qui sont près de l'axe de propagation du laser.

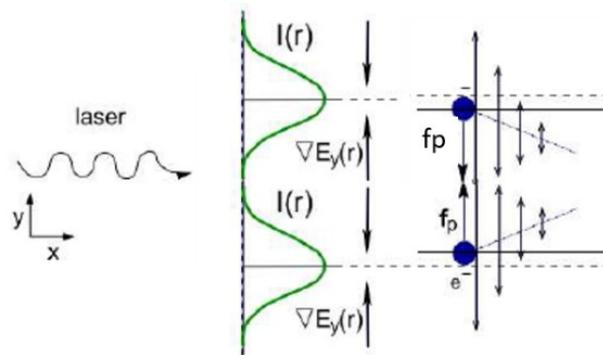


Figure 2.10 : Effet de confinement des électrons (e^-) vers l'axe de propagation dû à la force pondéromotrice (f_p) et au profil d'intensité en forme de beigne du mode TM01 (figure modifiée et tirée de [17]). $I(r)$ présente le profil d'intensité laser en fonction du rayon (r). $\nabla E_y(r)$ est le gradient de l'amplitude du champ électrique du laser. θ est l'angle de déviation de l'électron.

Mathématiquement, le mode TM01 peut être défini selon la notation complexe ($E = \text{Re}[\tilde{E} \exp(i\omega_0 t + i\phi_0)]$ avec $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, où λ_0 est la longueur d'onde centrale du spectre laser et ϕ_0 est la phase de l'onde porteuse). On peut définir les composantes du champ électrique et

magnétique en utilisant le système de coordonnées $\tilde{R}^2 = x^2 + y^2 + (z + iz_0)^2$ et $\cos \tilde{\theta} = (z + iz_0)/\tilde{R}$. \tilde{E}_r , la composante radiale, \tilde{E}_z , la composante axiale du champ électrique et \tilde{B}_θ , la composante azimutale du champ magnétique sont données par [35],[33]

$$\tilde{E}_r = A_0 j_2(k_0 \tilde{R}) \sin(2\tilde{\theta}) \exp(-k_0 z_0), \quad (\text{Éq. 2.6})$$

$$\tilde{E}_z = A_0 [j_0(k_0 \tilde{R}) + j_2(k_0 \tilde{R}) P_2(\cos \tilde{\theta})] \exp(-k_0 z_0), \quad (\text{Éq. 2.7})$$

$$\tilde{B}_\theta = 2i A_0 j_1(k_0 \tilde{R}) \sin \tilde{\theta} \exp(-k_0 z_0), \quad (\text{Éq. 2.8})$$

où A_0 est la constante de normalisation, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est le nombre d'onde, $j_n(k_0 \tilde{R})$ est la fonction de Bessel sphérique d'ordre n , $P_2 = 0.25[1 + 3 \cos 2\tilde{\theta}]$ est le polynôme de Legendre de degré 2 et z_0 est le paramètre confocal. Les composantes \tilde{E}_θ , \tilde{B}_r et \tilde{B}_z sont nulles.

On peut développer cette solution en une série au nombre infini de termes dans laquelle le premier terme de chaque série est dominant. En y ajoutant l'approximation paraxiale ($k_0 z_0 \gg 1$), le premier terme est donné pour chaque composante de champ par [36], [18]

$$\tilde{E}_r^{(0)} = -i \frac{A_0}{k_0} \frac{r}{\tilde{q}^2} \exp\left(-\frac{ik_0 r^2}{2\tilde{q}}\right) \exp(-ik_0 z), \quad (\text{Éq. 2.9})$$

$$\tilde{E}_z^{(0)} = -2 \frac{A_0}{k_0^2} \frac{1}{\tilde{q}^2} \exp\left(1 - \frac{ik_0 r^2}{2\tilde{q}}\right) \exp\left(-\frac{ik_0 r^2}{2\tilde{q}}\right) \exp(-ik_0 z), \quad (\text{Éq. 2.10})$$

$$\tilde{B}_\theta^{(0)} = \frac{\tilde{E}_r^{(0)}}{c}, \quad (\text{Éq. 2.11})$$

où $\tilde{q} = z + iz_0$ et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans l'approximation paraxiale, $A_0 = -i \left(\frac{\sqrt{2}}{4}\right) k_0^3 w_0^3 \exp\left(\frac{1}{2}\right) E_0$ où E_0 est l'amplitude maximale du champ électrique en V/m et $z_0 \cong z_R = k_0 w_0^2/2$ où z_R est la distance de Rayleigh.

En se basant sur l'approximation paraxiale, le groupe de Wong prévoit obtenir une accélération d'électrons jusqu'à quelques dizaines de MeV avec une puissance de 10 TW et une durée d'impulsion de 10 fs [37]. Les auteurs ont obtenu les accélérations maximales avec des focalisations serrées. Toutefois, la focalisation serrée rend l'approximation paraxiale invalide, car le produit $k_0 z_0$ est petit.

Le groupe de Piché a raffiné les calculs sans l'approximation paraxiale. Les détails de ces calculs sont présentés dans la thèse de April [33]. Ils ont obtenu une énergie de quelques MeV avec une puissance d'à peine 15 GW [18]. Pour ne pas alourdir le texte avec les équations non paraxiales, seulement certains paramètres sont définis ci-dessous et sont utilisés par la suite.

La définition du paramètre confocal z_0 [33] est donnée par

$$z_0 = w_0[1 + 2k_0z_R^2]^{0.5} = w_0 \left[1 + \left(\frac{1}{2} k_0 w_0 \right)^2 \right]^{0.5}. \quad (\text{Éq. 2.12})$$

Ce paramètre est utilisé pour caractériser la focalisation du laser par l'expression k_0z_0 . Plus le paramètre k_0z_0 est petit et plus la focalisation est forte.

Dans leurs simulations [33], l'impulsion laser est modélisée par une somme sur toutes les fréquences dans le domaine de Fourier dont le spectre est défini par une fonction de Poisson. La transformée de Fourier inverse de cette fonction est donnée selon

$$f(t) = \exp(i\phi_0) \left(1 - \frac{i\omega_0 t}{s} \right)^{-(s+1)}, \quad (\text{Éq. 2.13})$$

où ϕ_0 est la phase de l'onde de la porteuse, ω_0 est la fréquence angulaire centrale du laser et s est un paramètre réel et positif qui caractérise la largeur du spectre. Plus le paramètre s augmente et plus la durée d'impulsion augmente tandis que la plage de longueur d'onde ($\Delta\lambda$) diminue [18]. Ce paramètre sera utilisé par la suite pour caractériser le spectre ainsi que la durée d'impulsion. Lorsque s est très grand ($s \gg 1$) et que la focalisation est faible ($k_0z_0 \gg 1$), le spectre de Poisson devient l'équivalent d'un spectre gaussien [38]. Ainsi, pour $s \gg 1$, le paramètre s est associé à la durée d'impulsion d'un spectre gaussien (Δt_{FWHM}) par

$$\Delta t_{FWHM} = \frac{\sqrt{2s \ln 2}}{\omega_0}. \quad (\text{Éq. 2.14})$$

La figure 2.11 présente le spectre de Poisson et le champ électrique dans le domaine temporel pour $\phi_0 = 0$ rad, $\lambda_0 = 0.8$ nm et $k_0z_0 = 10$.

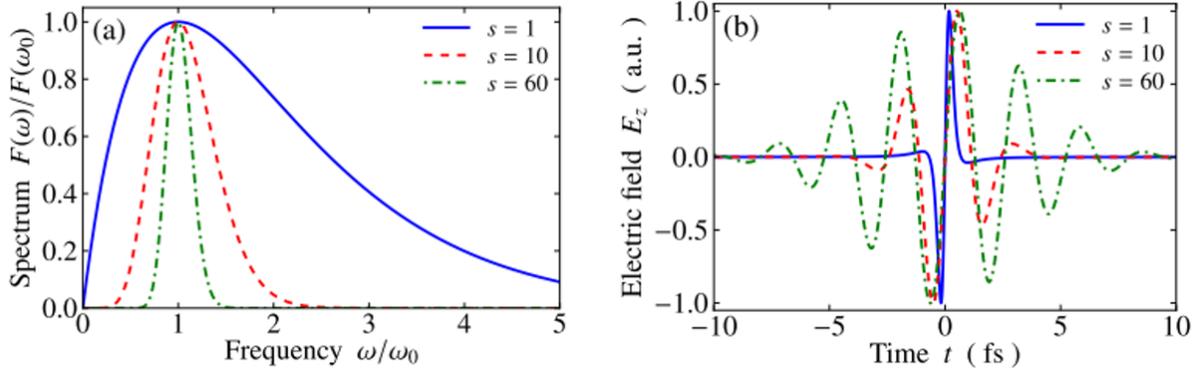


Figure 2.11 : a) Spectre de Poisson $F(\omega)$ pour différentes valeurs de s et pour $\phi_0 = 0$. b) Champ électrique dans le domaine temporel au point focal ($z = 0$) pour $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ et pour $k_0 z_0 = 10$ (figure tirée de [18]).

En combinant les termes non nuls des composantes du champ électromagnétique présentées aux équations 2.9, 2.10 et 2.11 ainsi que l'équation du mouvement (Éq. 2.1) et le paramètre du champ électrique normalisé du laser (a_0) (Éq. 2.2), on obtient l'équation du mouvement suivante [13]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e[(E_r - v_z B_\theta)\mathbf{a}_r + (E_z + v_r B_\theta)\mathbf{a}_z], \quad (\text{Éq. 2.15})$$

où v_z et v_r sont la composante axiale et radiale de la vitesse de l'électron. E_r , E_z et B_θ sont les composantes normalisées selon le paramètre de normalisation du champ a_r et a_z correspondant [14], [18].

$$a_r^2 = \left(\frac{q}{mc\omega_0}\right)^2 |\tilde{E}_r|_{peak}^2 \quad (\text{Éq. 2.16})$$

$$a_z^2 = \left(\frac{q}{mc\omega_0}\right)^2 |\tilde{E}_z|_{peak}^2 \approx \frac{1}{\varepsilon_0 c} I_0 \exp(1) \left(\frac{2\lambda_0}{\pi w_0}\right)^2 \left(\frac{q}{mc\omega_0}\right)^2 \quad (\text{Éq. 2.17})$$

À l'équation 2.17, le paramètre a_z^2 est estimé par l'approximation paraxiale [13]. Finalement, en ajoutant à l'équation 2.15 la définition de $\tilde{B}_\theta = \tilde{E}_r/c$ (Éq. 2.11), on peut réécrire l'équation du mouvement selon

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e[E_r(1 - v_z/c)\mathbf{a}_r + (E_z + v_r B_\theta)\mathbf{a}_z]. \quad (\text{Éq. 2.18})$$

À partir de l'équation 2.18, on peut alors déduire que plus l'électron s'approche d'une vitesse relativiste en z ($v_z \cong c$) moins la contribution de la composante transversale est importante. De plus, on s'intéresse au deuxième terme de l'équation 2.18, $(E_z + v_r B_\theta) \mathbf{a}_z$, qui dicte les dépendances pour l'accélération longitudinale. On en comprend alors que pour une accélération longitudinale optimale, a_z et E_z doivent être grands.

2.4.2 Focalisation serrée

La figure 2.12 démontre qu'il est nécessaire de fortement focaliser le laser de mode TM01 pour produire un fort champ électrique longitudinal. Pour ce faire, la figure 2.12 présente les profils transverses de la tâche focale pour différents paramètres de focalisations ($k_0 z_0$). Les composantes du champ électrique sont tracées indépendamment et normalisées pour en faire ressortir l'évolution de l'amplitude radiale versus longitudinale lorsque la focalisation est de plus en plus serrée. Pour une faible focalisation ($k_0 z_0 \gg 1$), on observe la forme de beigne du profil d'intensité qui est dominé par la composante radiale. De plus, on note que le maximum de l'amplitude du champ longitudinal est à $r = 0$. Plus la focalisation devient forte, le paramètre $k_0 z_0$ diminue et l'amplitude longitudinale ($|E_z|$) augmente pour finalement être maximale lorsque la focalisation est serrée ($k_0 z_0 = 1$).

Dorn et al. ont démontré expérimentalement que la tâche focale obtenue avec le mode TM01 est plus petite que celle obtenue avec une polarisation linéaire [39]. Aussi, avec une focalisation serrée, on retrouve une tâche focale plus petite que la longueur d'onde et c'est le cas où le champ longitudinal est optimal.

Toutefois, des simulations numériques ont démontré qu'un gain maximal d'énergie n'est pas nécessairement obtenu avec comme seule condition une forte focalisation [25]. L'accélération dans le régime ultra-relativiste est également influencée par le champ électrique. Il devient alors nécessaire de discuter des autres paramètres du champ électrique soit la durée d'impulsion du laser, le régime d'accélération et la phase de la porteuse.

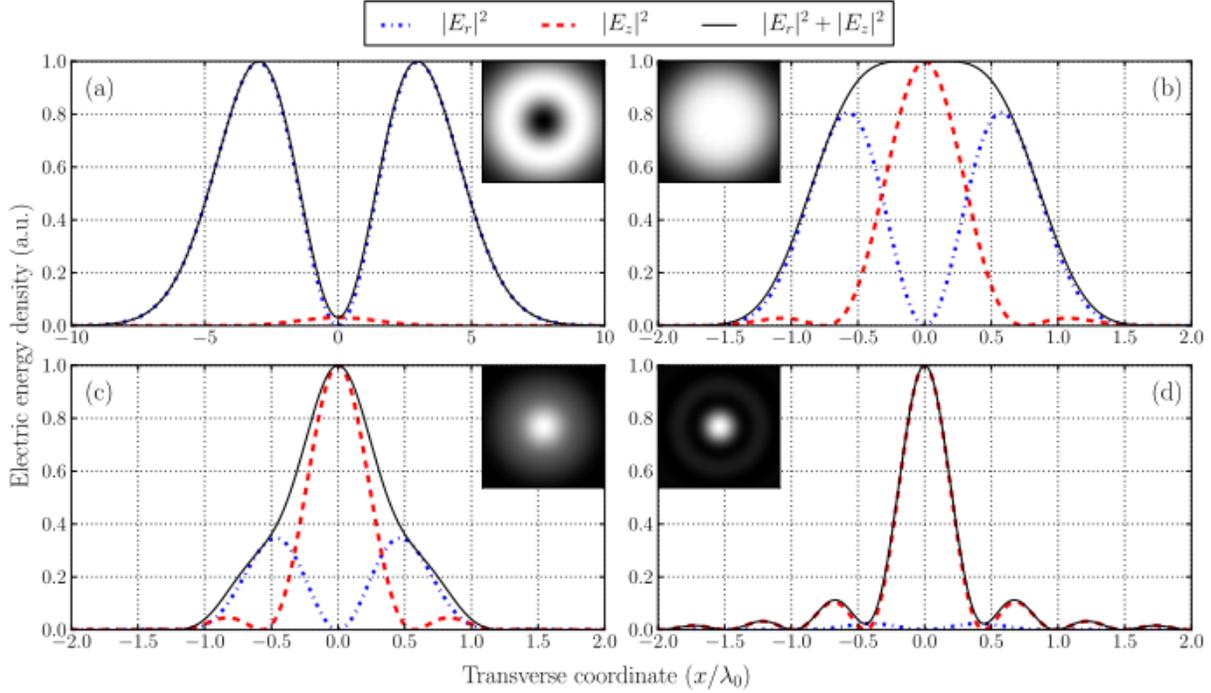


Figure 2.12 : Démonstration de l’optimisation de la composante longitudinale du champ électrique lorsque le laser TM01 est fortement focalisé. Représentation des profils transverse de la distribution de la densité d’énergie moyenne normalisée au point focal du faisceau laser polarisé radialement pour différents paramètres de focalisation ($k_0 z_0$). Chaque composante est tracée indépendamment afin de noter la contribution de chacun. a) $k_0 z_0 = 350$; b) $k_0 z_0 = 10$; c) $k_0 z_0 = 5$; d) $k_0 z_0 = 1$ (figure tirée de [18]).

2.4.3 Effet du champ électrique

La durée d’impulsion dicte le nombre de cycles optiques du champ électrique. Elle influence directement la durée d’interaction de l’impulsion laser avec les électrons. La durée de l’impulsion du laser est caractérisée dans les calculs par le paramètre s qui a été introduit précédemment à l’équation 2.13. Rappelons brièvement, pour un paramètre s petit, la durée de l’impulsion laser est courte, il y a donc peu de cycles optiques.

La figure 2.13a illustre le résultat des calculs numériques effectués par le groupe de Piché [32] qui présente le rapport entre le gain d’énergie maximale et la limite théorique en fonction de la puissance du laser pour différents paramètres de focalisation ($k_0 z_0$) et de spectre (s). La limite du gain d’énergie (ΔW_{lim}) est définie précédemment à l’équation 2.5.

Les résultats sont présentés en fonction de la puissance, car, ainsi, les simulations ne dépendent pas de la longueur d’onde du laser. Le gain d’énergie est davantage influencé par le régime

d'accélération qui est fixé par le paramètre de champ électrique longitudinal normalisé (a_z^2) qui varie proportionnellement à $I_0\lambda^2$ (voir équation 2.17). Ce produit est invariant en fonction de la longueur d'onde, car, lorsque la longueur est augmentée, la largeur de la tache focale augmente proportionnellement ($w_0 \sim \lambda$). Donc, l'intensité diminue suivant $1/\lambda^2$. En considérant la puissance plutôt que l'intensité, les simulations se défont théoriquement de la dépendance à la longueur d'onde.

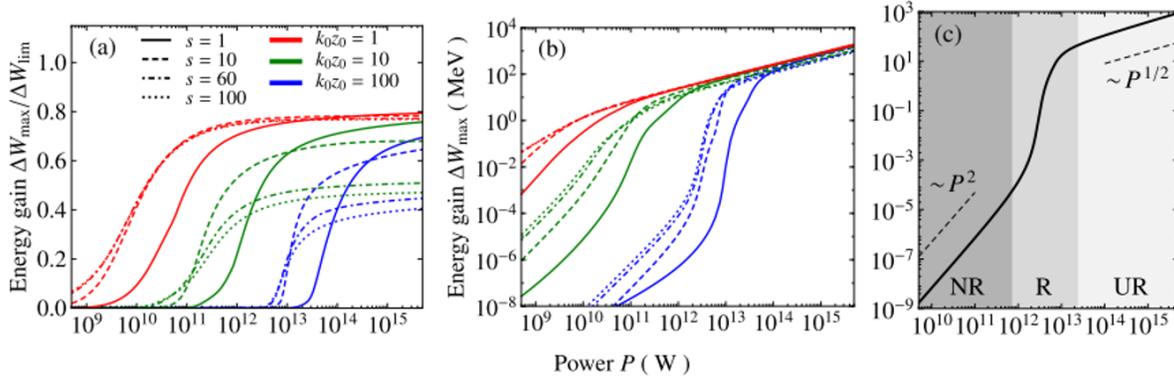


Figure 2.13 : Gain maximal d'énergie a) normalisé et b) absolu pour un électron initialement au repos en fonction de la puissance du laser et, ce pour différents paramètres de k_0z_0 et s . c) cas spécifiques où $k_0z_0 = 100$ et $s = 100$ où l'on dénote les différentes régions des régimes non relativiste (NR), relativiste (R) et ultra-relativiste (UR). (figure tirée de [18])

À la figure 2.13a, on note un ratio maximal de 80 % de la limite théorique du gain d'énergie pour un facteur s petit, donc pour une durée d'impulsion laser courte. L'amélioration de l'efficacité est due au fait que l'électron est accéléré par le pic de l'onde lorsque la durée de l'impulsion est courte contrairement à une durée plus longue où le front de l'onde accélère les électrons [32]. De plus, une durée d'impulsion longue diminue la puissance de seuil pour atteindre le régime d'accélération ultra-relativiste, car le front de l'onde préaccélère l'électron avant que le pic d'intensité arrive.

La figure 2.13c présente les trois régimes d'accélération discutés à la section 2.1 pour un cas spécifique où $k_0z_0 = 100$ et $s = 100$. Dans ce cas-ci, le paramètre de champ électrique longitudinal normalisé (a_z^2 , voir équation 2.17) est utilisé pour distinguer les régimes d'accélération par champ direct. Dans ces conditions, le régime ultra-relativiste est atteint pour une puissance de 11 TW. À partir des relations entre la puissance et le gain d'énergie pour les différents régimes d'accélération qui sont identifiées à la figure 2.13c, on peut alors extrapoler les

régimes d'accélération pour les différentes conditions présentées la figure 2.13b. Ainsi, on peut confirmer l'effet de la focalisation serrée, car pour des conditions de focalisation plus forte ($k_0 z_0 = 10$), on en déduit que la puissance de seuil pour atteindre le régime ultra-relativiste est réduite et inférieure au TW. Au-delà d'un plus grand gain d'énergie, le régime d'accélération ultra-relativiste est nécessaire pour produire un faisceau d'électrons d'une durée de l'ordre de l'attoseconde (voir figure 2.8).

Dans le régime ultra-relativiste, lors de l'accélération, l'électron reste en phase avec le champ électrique du laser jusqu'à ce que le laser défocalise. Ainsi, l'électron est libéré de l'effet du champ électrique avec un gain d'énergie. Étant donné que l'accélération directe est le résultat de l'interaction de l'électron avec le champ électrique longitudinal, il est nécessaire de regarder l'influence de la phase de l'onde porteuse sur le gain d'énergie. La phase de l'onde porteuse dicte la position à l'intérieur de l'enveloppe du maximum du champ électrique. Plus la durée d'impulsion laser est courte et plus la phase de l'onde porteuse influencera l'accélération par champ direct.

La figure 2.14 illustre la sensibilité du gain d'énergie de l'électron à la phase de l'onde porteuse [18]. Pour ce faire, la figure présente l'énergie de l'électron, initialement au repos, en fonction du temps pour trois différents paramètres de champ électrique longitudinal normalisé soit $a_z^2 < 1$, $a_z^2 = 1$ et $a_z^2 > 1$. On note un gain d'énergie notable seulement pour le cas où le paramètre a_z^2 est plus grand que 1 (figure 2.14c), car l'électron réussit à se défaire du champ électrique du laser tout en conservant son gain d'énergie [18]. Dans ce cas, un changement de phase ϕ_0 influence grandement l'énergie finale de l'électron. L'électron gagne un ordre de grandeur supplémentaire en énergie en modifiant la constante de phase du laser de 1.4π rad. Ainsi, l'électron atteint une énergie supérieure à la centaine de MeV. Il est important d'ajouter qu'à la figure 2.13 la phase de l'onde porteuse est optimisée pour maximiser le gain d'énergie.

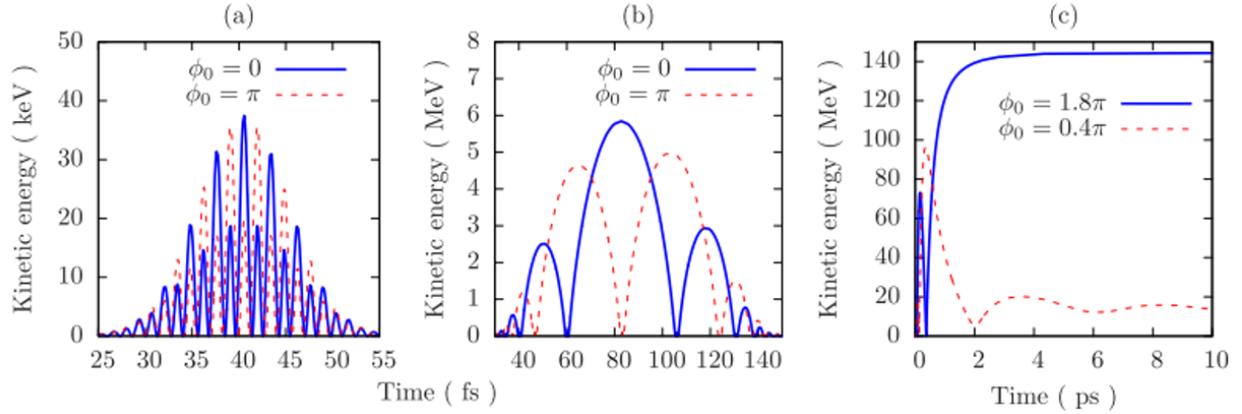


Figure 2.14 : Accélération longitudinale d'un électron initialement au repos avec une impulsion de 12 fs
($k_0 z_0 \sim 500$ et $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$). a) $a_z^2 = 0.1$ b) $a_z^2 = 1$ c) $a_z^2 = 100$. (figure tirée de [18])

De récents résultats de simulation faite par Marceau et al. [38] démontrent qu'une focalisation plus faible ($k_0 z_0 = 20$ pour $s = 70$ et $P = 0.3$ TW) est préférable afin de générer un paquet d'électrons collimaté qui contient un grand nombre de charges et qui a une dispersion énergétique faible. En focalisant plus faiblement ($\uparrow k_0 z_0$), le diamètre de la tache focale augmente et la distance sur laquelle les électrons sont accélérés augmente aussi. En contrepartie, l'amplitude du champ longitudinal diminue ce qui cause une diminution du gain d'énergie. Pour remédier à cette baisse, il faudrait augmenter la puissance du laser pour demeurer dans un régime d'accélération ultra-relativiste. Dans ces conditions de faible focalisation, on peut toutefois profiter du profil d'intensité en forme de beigne qui confine les électrons près de l'axe de propagation du laser (voir figure 2.10).

Pour sonder des évènements ultrarapides par diffraction d'électrons, les paquets d'électrons doivent être de courte durée, quasi monoénergétique et contenir un grand nombre de charges [40]. Pour ce faire, l'accélération par champ direct doit se faire dans un régime ultra-relativiste. À une puissance de l'ordre du TW, il faudrait focaliser plus faiblement le laser ($\uparrow k_0 z_0$) et réduire la durée d'impulsion laser ($\Delta t_0 < 15$ fs) afin de réduire le nombre de cycles optiques.

En résumé, nous avons vu dans cette section la théorie concernant l'accélération d'électrons par laser. L'accélération par laser a été expliquée par l'équation du mouvement. Ensuite, il a été démontré par différents modèles qu'il est possible d'obtenir un gain d'énergie pour ce type d'accélération contrairement à ce que prédit le théorème de Lawson-Woodward. Différentes méthodes d'accélération par laser ont été présentées, appuyées pour certaines par des résultats théoriques et expérimentaux. En particulier, on retient la possibilité de générer, par accélération

par champ direct, des faisceaux d'électrons faiblement divergents pouvant atteindre des énergies de l'ordre du GeV et qui auraient une durée d'impulsion de l'ordre de l'attoseconde. Afin d'améliorer expérimentalement la résolution temporelle dans des techniques de diffraction, l'accélération d'électrons devrait être réalisée avec des impulsions laser qui ont peu de cycles optiques (s petit) et qui sont focalisées relativement faiblement ($k_0 z_0$ grand).

3 ÉTAT DE L'ART EXPÉRIMENTAL

La première expérience démontrant l'accélération par champ direct a été réalisée à l'INRS-EMT à Varennes par Payeur et al. [14], [18] où l'accélération par champ direct a été démontrée. Étant donné l'originalité et la complexité de la méthode, c'est la seule expérience rapportée à ce jour. De fait, ces travaux ont servi de base quant à la méthodologie et au montage expérimental pour le déroulement de cette maîtrise. Les conditions expérimentales et les résultats obtenus dans la référence [14] sont détaillés dans cette section.

Le montage est présenté à la figure 3.1. La source utilisée est un laser du laboratoire ALLS de l'INRS-EMT à Varennes de 1 mJ dont la longueur d'onde centrale est de $1.8 \mu m$ et la durée est de 15 fs. Ainsi, il y a qu'environ deux cycles optiques et demi ($s = 125$) dans l'impulsion. La fréquence de répétition est de 100 Hz et la polarisation initiale est linéaire. Le choix de ces paramètres avait été fixé par l'étude théorique préalablement présentée.

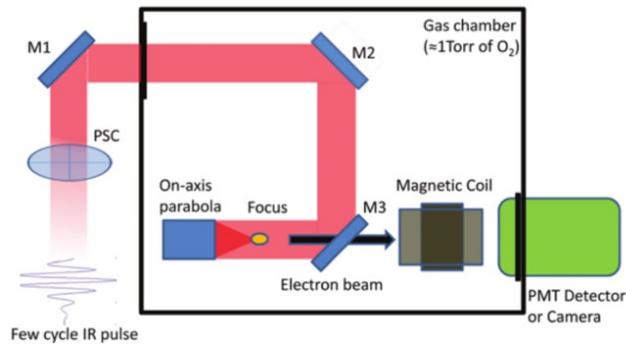


Figure 3.1 : Montage utilisé par Payeur et al. pour l'accélération d'électrons à champ direct (figure tirée de [14]). Le PSC est l'acronyme pour « Polarisation State Converter », il représente la mosaïque. Les miroirs sont nommés par M#. Le miroir M3 est troué pour laisser passer les électrons.

Le laser traverse une mosaïque ce qui permet de polariser le faisceau dans un mode qui s'approche de la polarisation radiale. La mosaïque, désignée par PSC (« Polarisation State Converter ») sur le schéma, est une optique constituée de quatre lames demie-onde de différentes orientations. La méthode de production du mode TM₀₁ est explicitée plus en détail à la section 4.1.

Le faisceau polarisé radialement est focalisé par une parabole sur axe dont l'ouverture numérique est de 0.7. L'interaction a lieu dans une chambre remplie d'oxygène à une pression de 800 mTorr où la densité maximale d'électrons dans la tache focale est estimée à $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les électrons qui sont accélérés par champ direct se propagent dans le sens de la propagation du faisceau laser.

Ils traversent le miroir M3, qui est troué pour permettre leur passage, puis une feuille d'aluminium et un scintillateur. La présence de la feuille d'aluminium est nécessaire pour bloquer les réflexions du laser. Le scintillateur convertit l'énergie des électrons en un signal lumineux. Ce signal est ensuite détecté soit par un photomultiplicateur (PMT) pour une plus grande précision ou soit par une caméra pour y capter la distribution spatiale. Un électroaimant est ajouté devant le scintillateur. Lorsqu'un courant y est appliqué, un champ magnétique dévie les électrons à différents angles selon leur énergie. De cette façon, on peut détecter sur la caméra la distribution énergétique du faisceau d'électrons. La charge du faisceau d'électrons produit est mesurée avec une cavité de Faraday.

La figure 3.2 présente les résultats obtenus dans l'expérience de Payeur et al. [19]. Dans ces conditions, les auteurs estiment avoir une puissance de 0.04 TW et une intensité de 7.2×10^{17} W/cm² au point focal, un paramètre de champ électrique normalisé de $a_z^2 \approx 1.7$ et un paramètre de focalisation de $k_0 z_0 \sim 8$. Par conséquent, on peut en déduire que le régime d'accélération de cette expérience est relativiste.

La figure 3.2a présente le faisceau d'électrons obtenu sans champ magnétique appliqué. La divergence du faisceau est estimée à 37 mrad et une charge de 1.2×10^6 électrons par tir est mesurée. La figure 3.2b montre l'évolution du signal détecté par le PMT en fonction de l'angle de rotation de la mosaïque. Lorsque la mosaïque est à 90°, on observe une polarisation radiale (TM01), alors qu'à un angle de 0° ou de 180°, on obtient une polarisation azimutale (TE01). Le signal maximal est mesuré pour le mode TM01 et une extinction complète du signal a lieu pour le mode TE01. À la figure 3.2c et 3.2d, on trouve le spectre d'énergie du faisceau d'électrons centré à 23 keV \pm 10 % pour un champ magnétique de 2 mT et de 10 mT.

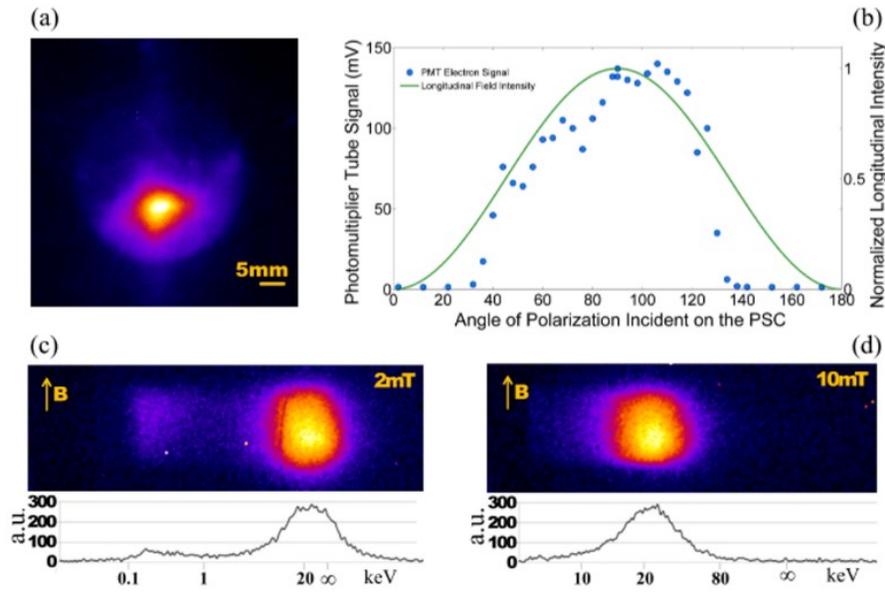


Figure 3.2 : Résultats expérimentaux obtenus par le groupe Payeur et al. pour l'accélération d'électrons par champ direct (figure tirée de [18]). a), c) et d) Faisceau d'électrons détecté par la caméra, signal moyenné sur 10^4 tirs. b) Progression du signal obtenu avec le PMT en fonction de la rotation de la mosaïque pour passer du mode TM01 (90°) à TE01 (0° et 180°). Champ magnétique : a) et b) aucun, c) résiduel de 2 mT d) 10 mT.

Cette expérience confirme la possibilité de créer un faisceau d'électrons accélérés par champ direct. Toutefois, pour obtenir des énergies plus élevées, les conditions expérimentales doivent être choisies pour s'approcher du régime d'accélération ultra-relativiste. Par conséquent, il y a un intérêt de poursuivre l'exploration de la méthode d'accélération par champ direct à plus haute puissance laser.

4 MÉTHODOLOGIE

Pour produire une accélération par champ direct, il est primordial d'optimiser les manipulations des faisceaux laser et d'électrons. Afin de s'assurer d'un bon contrôle des paramètres expérimentaux, les étapes cruciales de la méthodologie sont expliquées en détail et analysées théoriquement dans cette section. Le premier aspect détaillé est la production du mode TM01, c'est-à-dire la polarisation radiale, qui est nécessaire pour générer la composante longitudinale du champ électrique. Le second aspect est la propagation du faisceau laser, car à haute intensité laser, plusieurs effets non linéaires lors de la propagation du faisceau peuvent détériorer la qualité du faisceau laser. Ensuite, le troisième aspect est la dynamique de l'ionisation et de la création du plasma. Pour terminer, le dernier aspect est la propagation du faisceau d'électrons qui est soumis à l'effet de charge d'espace.

4.1 Production du mode TM01

La clé de l'accélération par champ direct est l'utilisation du mode TM01 combiné à des paramètres optimisés de focalisation ($k_0 z_0$) et de spectre (s) (voir section 2.4). Expérimentalement, le mode TM01 peut être produit avec un montage complexe basé sur l'interférence de deux modes Laguerre-Gauss (TEM_{01}) [41]. Toutefois, dans le cadre de ce mémoire, une polarisation approchée du mode TM01 est utilisée. La méthode utilise des lames à retard de type demi-onde qui permet de changer l'orientation de la polarisation. Ces lames sont constituées d'un matériau biréfringent ayant un axe rapide perpendiculaire à un axe lent. Ainsi, les deux composantes de la polarisation, qui sont orientées selon l'axe rapide et lent, ne voyagent pas à la même vitesse. Par conséquent, lorsqu'une onde polarisée linéairement et orientée selon un angle α par rapport à l'axe rapide de la lame demi-onde traverse cette lame demi-onde, un retard est induit entre les deux composantes de la polarisation. Ce retard produit une rotation de la polarisation de deux fois l'angle α . L'effet de la lame demi-onde sur la polarisation est illustré à la figure 4.1.

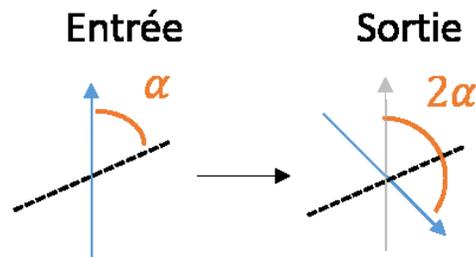


Figure 4.1 : Une lame à retard demi-onde a comme propriété de faire tourner la polarisation du laser. L'axe rapide de la lame demi-onde est représenté par des pointillés. L'orientation de la polarisation de l'onde est définie par la flèche bleue.

Afin de produire le mode TM01, nous avons utilisé un laser polarisé linéairement (mode TEM₀₀) traversant une mosaïque constituée de 4 lames demi-onde dont leurs axes rapides sont disposés selon la figure 4.2b. La figure 4.2c présente le profil transverse de la polarisation radiale obtenu lorsqu'une impulsion laser, dont la polarisation est linéaire et orientée selon la figure 4.2a, passe à travers une mosaïque orientée selon la figure 4.2b.

Cette méthode de production du mode TM01 conserve la symétrie du mode qui est nécessaire pour obtenir un champ électrique longitudinal effectif comme il est illustré à la figure 2.9. On peut noter qu'en utilisant une mosaïque divisée en un plus grand nombre de parts (plus de 4), cela permettrait d'obtenir une polarisation qui s'approche encore mieux du mode TM01. Toutefois, comme l'orientation relative des axes rapides est critique, si le nombre de séparations était augmenté, l'assemblage de la mosaïque se complexifierait davantage. Avec cette méthode, il y a donc un compromis à faire entre la complexité de la mosaïque et la qualité de la polarisation du faisceau laser.

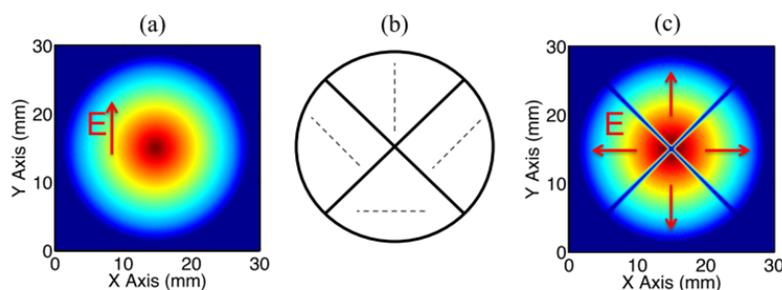


Figure 4.2 : Méthode expérimentale pour la production du mode TM01 (figure tirée de [18]). a) Profil laser polarisé linéairement. b) Schéma de la mosaïque et orientation des axes rapides. c) Profil laser polarisé radialement suite au passage dans la mosaïque. *E* représente le champ électrique du laser.

Afin d'évaluer l'efficacité de l'accélération d'électrons en mode TM01, les résultats sont comparés avec ceux obtenus au moyen d'une autre polarisation soit celle du mode TE01. Ainsi par une rotation de 90° de la mosaïque illustrée à la figure 4.3b, on peut obtenir une polarisation qui s'approche du mode TE01 tel qu'illustré à la figure 4.3c et qui est aussi appelée polarisation azimutale. Le mode TE01 est obtenu lorsqu'un faisceau laser, polarisé linéairement et orienté selon la figure 4.3a, traverse la mosaïque dont les axes rapides sont orientés selon la figure 4.3b.

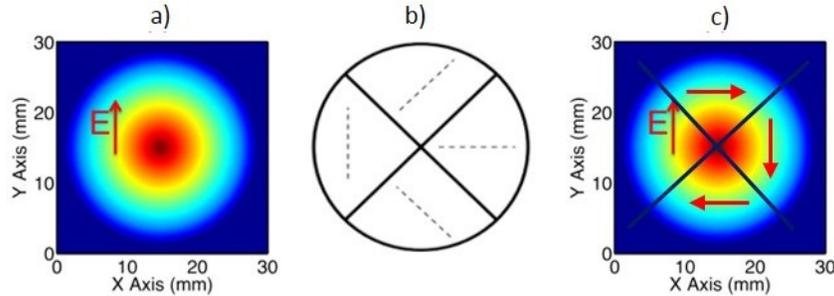


Figure 4.3 : Production du mode TE01 : rotation de 90° de la mosaïque (image modifiée et tirée de [18]).
 a) Profil laser polarisé linéairement. b) Schéma de la mosaïque et orientation des axes rapides. c) Profil laser polarisé de manière azimutale suite au passage dans la mosaïque. *E* représente le champ électrique du laser.

4.2 Propagation du faisceau laser

Le champ électrique du faisceau laser a pour effet de polariser le milieu dans lequel il se propage. Toutefois, à très haute intensité laser, le milieu ne réagit plus linéairement au champ électromagnétique du laser. Ce phénomène s'appelle l'effet Kerr. Il induit un déphasage proportionnel à l'intensité laser. Étant donné que le profil d'intensité n'est pas constant, le déphasage varie sur le front d'onde. Cette différence de déphasage est quantifiée par l'intégrale B. Conséquemment, la propagation du faisceau à haute intensité est un aspect critique à surveiller afin de s'assurer que le front d'onde du faisceau demeure uniforme sur tout le parcours optique incluant la mosaïque. Dans cette section, nous calculons l'intégrale B pour le cas où un faisceau laser collimaté se propage et pour le cas où le faisceau est focalisé. Puis, l'impact du phénomène de la dispersion sur le faisceau laser et sur l'intégrale B est analysé.

4.2.1 Effet Kerr

L'effet Kerr est une réponse non linéaire du milieu dans lequel se propage un champ électrique qui est, dans notre cas, celui du champ laser. Pour un gaz rare, donc monoatomique, ce phénomène est dû au déplacement des électrons sous l'action du champ électrique ce qui polarise le milieu

avec un temps de réponse de l'ordre de 10^{-15} s. La polarisation non linéaire d'un milieu est décrite mathématiquement en développant le terme de polarisation en série de Taylor. Le troisième terme de la série représente l'effet Kerr et il est donné par [42], [43]

$$P^{(3)}(\vec{r}, t) = 3 \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; -\omega; \omega) |E(\vec{r}, t)|^2 E(\vec{r}, t), \quad (\text{Éq. 4.1})$$

où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité d'ordre de trois et $E(\vec{r}, t)$ est le champ électrique du laser. Il a été démontré que l'introduction de ce terme amène une variation non linéaire de l'indice de réfraction que l'on peut noter comme [44]

$$\Delta n^{NL} = \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0} |E(\vec{r}, t)|^2 = n_2 I, \quad (\text{Éq. 4.2})$$

où n_0 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction linéaire et non linéaire du milieu de propagation. Le tableau 4.1 montre les indices de réfraction non linéaires (n_2) de certains matériaux utilisés dans le cadre de ce mémoire.

Tableau 4.1 : Indices de réfraction non linéaires (n_2) de différents matériaux pour une longueur d'onde de 800 nm à une pression de 760 Torr pour les gaz.

Matériaux	n_2 (cm ² /W)	Références
Air	5.7×10^{-19}	[45]
Verre : BK7	3.4×10^{-16}	[44]
Argon	19.4×10^{-19}	[45]

Pour les gaz, l'indice de réfraction non linéaire est linéairement proportionnel à la pression lorsque l'intensité est sous le seuil d'ionisation tel que [45]

$$n_2(X \text{ Torr}) = n_2(760 \text{ Torr}) * \frac{X}{760}, \quad (\text{Éq. 4.3})$$

où X est la pression en Torr du milieu de propagation.

Étant donné que l'indice de réfraction non linéaire est 10^{-16} à 10^{-19} fois l'intensité, l'indice de réfraction s'accroît avec l'augmentation de l'intensité; l'intensité laser doit être suffisamment élevée pour que la variation d'indice soit non négligeable. La figure 4.4 présente le profil gaussien transverse de l'impulsion laser dans le domaine spatial. Cette figure schématise un seuil de non-linéarité par un trait sous lequel on retrouve très peu ou aucun effet non linéaire. Cette diminution de l'effet non linéaire est causée par la faible intensité près des côtés du front de l'onde. À cause de ce profil d'intensité gaussien, le front d'onde du laser n'est pas soumis au même indice de réfraction. Lorsque le faisceau laser se propage, cette différence d'indice de réfraction agit comme une lentille convergente. Ce phénomène se nomme autofocalisation.

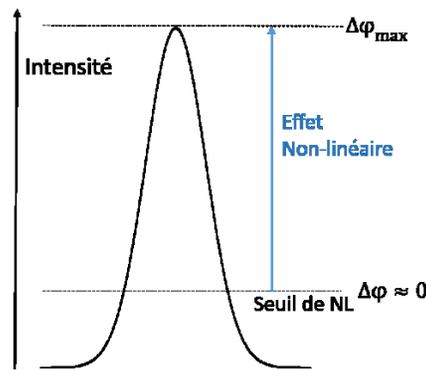


Figure 4.4 : Schéma d'un profil gaussien et du seuil de non-linéarité. Sous ce seuil, il n'y a que très peu d'effet non linéaire. $\Delta\varphi$ est le déphasage non linéaire.

4.2.2 Intégrale B

L'effet Kerr implique une variation d'indice qui induit un déphasage non linéaire lors de la propagation du laser. Ce déphasage est quantifié au moyen de l'intégrale B. Plus précisément, cette intégrale évalue la différence de déphasage non linéaire entre le maximum et le minimum d'intensité du faisceau. Le minimum d'intensité est défini aux bords du faisceau où la faible intensité ne produit pas d'effet non linéaire. On considère qu'un déphasage de 3 rad est suffisant pour qu'il y ait un impact significatif sur le front d'onde. Ce déphasage peut induire de l'interférence lorsque le faisceau est focalisé et ainsi affecter la qualité de la tâche focale. L'intégrale B se calcule selon

$$I_B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int n_2 I(r, z) dz, \quad (\text{Éq. 4.4})$$

où $I(r,z)$ est l'intensité (W/cm^2) à une position donnée, λ_0 est la longueur d'onde centrale du faisceau en cm, z est la coordonnée de l'axe de propagation du faisceau en cm et n_2 est l'indice de réfraction non linéaire du faisceau en cm^2/W .

4.2.3 Faisceau collimaté

Pour le faisceau collimaté, l'intensité est considérée comme constante sur l'axe de propagation. Dans le calcul de l'intégrale B pour ce cas, l'intensité maximale (à $r=0$) est considérée pour connaître le plus grand déphasage de sorte que

$$I_B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(r=0, z) dz = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I_0 dz. \quad (\text{Éq. 4.5})$$

On obtient donc

$$I_B = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I_0 L, \quad (\text{Éq. 4.6})$$

où n_2 , λ_0 sont respectivement l'indice de réfraction non linéaire en cm^2/W et la longueur d'onde centrale en cm. L est la longueur parcourue en cm et I_0 est l'intensité maximale calculée selon

$$I_0 = K_{forme} \frac{E}{\Delta t_0 \pi R^2}, \quad (\text{Éq. 4.7})$$

où E et R sont respectivement l'énergie totale de l'impulsion et le rayon du faisceau à $1/e^2$ du maximum de l'intensité. Δt_0 est la durée d'impulsion définie comme étant la pleine largeur à la mi-hauteur (FWHM) de l'intensité maximale. On peut le relier à T_0 , la largeur totale à $1/e^2$ de l'intensité maximale, par la relation $\Delta t_0 = 2\sqrt{2 \ln 2} T_0$. T_0 est utilisé pour définir une impulsion gaussienne dans le domaine temporel ($I(t) \propto e^{-t^2/2T_0^2}$). K_{forme} est la constante de forme qui, dans notre cas, est calculée pour une impulsion gaussienne définie par les paramètres R et Δt_0 . La constante de forme est dérivée de l'intégrale sur le domaine temporel et spatial d'une impulsion gaussienne. La relation obtenue est

$$K_{forme} = \frac{4\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi}} \approx 1.88. \quad (\text{Éq. 4.8})$$

4.2.4 Faisceau focalisé

Pour considérer l'intensité variant selon l'axe de propagation d'un faisceau focalisé, le modèle est basé sur les équations de la focalisation de l'optique gaussienne. Pour calculer l'intégrale au niveau de la focalisation, le faisceau incident est considéré comme étant parfaitement collimaté. La figure 4.5 illustre un faisceau gaussien focalisé ainsi que les paramètres qui le définissent. Ces paramètres sont explicités ci-dessous.

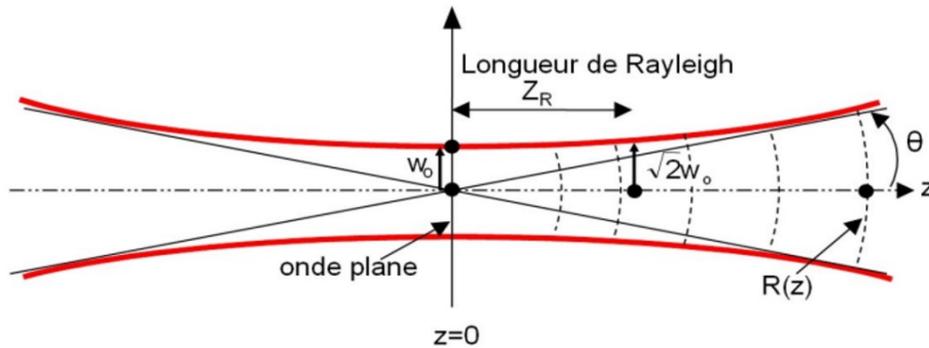


Figure 4.5 : Focalisation d'un faisceau gaussien (figure tirée de [46]).

L'intensité à une position donnée est définie par [44], [46]

$$I(z, r) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2r^2}{w^2(z)} \right). \quad (\text{Éq. 4.9})$$

L'intensité maximale est considérée à $r = 0$. L'équation 4.9 simplifiée est présentée par

$$I(z, 0) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2, \quad (\text{Éq. 4.10})$$

où I_0 est l'intensité maximale d'une gaussienne définie par l'équation 4.7 en prenant $R = w_0$. $w(z)$ est le rayon du faisceau et w_0 est le rayon minimal (à $z = 0$), c'est-à-dire, la demi-largeur de la tâche focale à $1/e^2$ du maximum de l'intensité. Découlant de l'optique gaussienne, leurs relations mathématiques sont définies ci-dessous

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (\text{Éq. 4.11})$$

$$w_0 = \frac{\lambda_0}{\pi NA}, \quad (\text{Éq. 4.12})$$

où NA est l'ouverture numérique, z_r est la longueur de Rayleigh. Ces deux paramètres sont définis par

$$NA = n_0 \sin(\theta) \quad (\text{Éq. 4.13})$$

et

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}, \quad (\text{Éq. 4.14})$$

où θ est la moitié de l'angle d'ouverture du faisceau et n_0 est l'indice de réfraction du milieu de propagation.

L'intégrale B se calcule en substituant l'équation 4.10 dans l'équation 4.4. Les bornes d'intégration sont choisies comme étant $z = [-f, -\lambda_0]$ où f est la focale. Par souci de conformité avec les équations de l'optique gaussienne, le zéro ($z = 0$) est défini comme étant la position du point focal.

La solution est

$$I_{B,Gauss}(n_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I_0 z_R \left(-\arctan\left(-\frac{f}{z_R}\right) + \arctan\left(-\frac{\lambda_0}{z_R}\right) \right) \quad (\text{Éq. 4.15})$$

Dans le cas où le faisceau laser est fortement focalisé, les équations d'un faisceau gaussien sont moins précises étant donné que ces équations se basent sur l'approximation paraxiale (θ est petit). Pour une grande ouverture numérique, on considère que l'onde est une sphère de rayon équivalant à la distance sur l'axe de propagation entre le front de l'onde et le foyer. L'énergie est uniformément répartie sur la portion de l'aire de la sphère qui correspond à l'ouverture numérique utilisée. Dans ce cas, l'intensité varie selon

$$I(z) = \frac{1}{k} \frac{E}{\Delta t_0 \pi z^2}, \quad (\text{Éq. 4.16})$$

où E et Δt_0 sont respectivement l'énergie totale de l'impulsion et la durée d'impulsion (FWHM). z est la distance sur l'axe de propagation entre le front d'onde et le foyer. z correspond au rayon de la sphère. k est le coefficient qui est défini à partir de la portion de l'aire de sphère sur laquelle est répartie l'énergie. Pour une ouverture numérique de 1, ce qui correspond à une demi-sphère, k est égal à 2. Pour une ouverture numérique de 0.7, k est égal à 0.5.

L'intégrale B pour une grande ouverture numérique se calcule en substituant l'équation 4.16 dans l'équation 4.4. En considérant les bornes d'intégration comme étant $z = [-f, -\lambda_0]$, on obtient

$$I_{B,sphère}(n_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{1}{k} \frac{E}{\Delta t_0 \pi} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{f} \right) \quad (\text{Éq. 4.17})$$

4.2.5 Dispersion

Dans les équations de l'intensité discutées dans les sous-sections précédentes, la dispersion n'est pas considérée. Afin de connaître son impact sur le faisceau, l'élargissement de la durée d'impulsion est calculé. La durée d'impulsion finale est définie par [47]

$$\Delta t_f = \Delta t_0 \left[1 + \left(4 \ln 2 * \beta_2 * \frac{L}{\Delta t_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (\text{Éq. 4.18})$$

où Δt_f et Δt_i sont respectivement la durée d'impulsion finale et initiale en secondes. L est la longueur de la partie traversée en cm. β_2 est le coefficient de dispersion de la vitesse de groupe en s^2/cm du milieu traversé aussi connu sous l'acronyme GVD pour « group velocity dispersion ». Ce coefficient, à une pression inférieure à 760 Torr, est linéairement proportionnel à la densité et donc à la pression [48].

La dispersion cause une augmentation de la durée d'impulsion et donc en une diminution de l'intensité. Dans le cas où la dispersion était ignorée, l'intégrale B est alors surévaluée. Aux fins d'analyse de ce mémoire, cette estimation est suffisante.

En somme, l'intégrale B est un outil nécessaire pour faire un contrôle de la qualité de la propagation du faisceau laser. L'intégrale B permet d'optimiser le montage expérimental pour s'assurer que les conditions expérimentales ne détériorent pas le front d'onde.

4.3 Ionisation et effet de plasma

Précédemment, la propagation du faisceau a été caractérisée pour des milieux non ionisés. Cependant, près de la tache focale, l'intensité devient suffisamment élevée pour ioniser le milieu et ainsi former un plasma. Par conséquent, le faisceau laser se propage en partie dans ce plasma. Dans cette section, la propagation du front d'ionisation est analysée afin de comprendre la dynamique entre le faisceau laser et la création du plasma. Ensuite, la fréquence de coupure due

au plasma est calculée. Pour terminer, l'impact de la variation d'indice générée par ce même plasma sur la propagation du laser est discuté.

4.3.1 Front d'ionisation

Avec des impulsions laser de très haute intensité, l'ionisation commence bien avant que l'intensité crête ne soit atteinte au point focal. Par conséquent, un grand volume focal est préionisé par le temps de montée de l'impulsion laser.

Trois régimes d'ionisation existent : le régime multiphotonique, tunnel et suppression de la barrière. Ils sont schématisés à la figure 4.6. Ces régimes dépendent de l'intensité, de la fréquence de l'impulsion laser et du potentiel d'ionisation du système (atome ou molécule) à ioniser. Ces dépendances sont décrites par le paramètre de Keldysh défini par [49], [50]

$$\gamma = \omega_0 \sqrt{2m_e \epsilon} / eE, \quad (\text{Éq. 4.19})$$

où ω_0 est la fréquence angulaire du laser, m_e est la masse de l'électron, ϵ est l'énergie d'ionisation, e est la charge de l'électron et E est l'amplitude du champ électrique du laser.

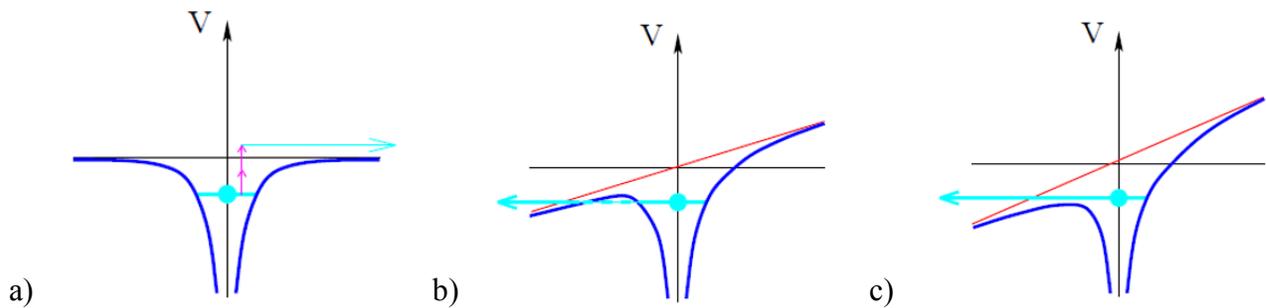


Figure 4.6 : Régime d'ionisation a) multiphotonique, b) tunnel et c) suppression de la barrière (figure tirée de [51]). La courbe bleue présente le potentiel coulombien d'un atome modifié par un champ électrique.

Ainsi, pour une fréquence et un atome donnés, à basse intensité, un grand nombre de photons doit être absorbé par l'atome avant d'atteindre le seuil d'ionisation auquel un électron est arraché. Ceci est le régime multiphotonique ($\gamma \gg 1$) qui est illustré à la figure 4.6a. À plus haute intensité, le potentiel coulombien est de plus en plus déformé par le champ électrique. Il se forme alors une barrière de potentiel à travers laquelle l'électron peut passer. C'est ce qu'on appelle l'ionisation tunnel. C'est un mécanisme classiquement interdit qui est propre au régime tunnel ($\gamma \ll 1$) et qui

est présenté à la figure 4.6b. À intensité encore plus élevée, la barrière de potentiel se déforme davantage et s'abaisse sous le niveau d'énergie électronique, permettant ainsi à l'électron de se libérer de l'attraction du potentiel coulombien. C'est le régime d'ionisation par suppression de la barrière schématisée à la figure 4.6c.

Par exemple, pour l'argon, dont le potentiel d'ionisation est de 15.8 eV, à une longueur d'onde de 800 nm, le seuil d'intensité entre le régime multiphotonique et tunnel est d'environ 10^{14} W/cm² [42], [52].

Lors de la focalisation, l'intensité au foyer varie en fonction du temps. L'analyse de la propagation du front d'onde est faite pour un faisceau gaussien dont l'intensité maximale au foyer est de 7.3×10^{21} W/cm². Cette intensité maximale est obtenue lorsque l'impulsion est focalisée avec une ouverture numérique $NA \sim 1$ de manière à ce que le rayon w_0 de la tache focale soit de 343 nm, l'énergie est de 1 J et sa durée Δt_0 est de 30 fs. Avec ce fort champ, au foyer, le régime de suppression de la barrière domine. Toutefois, pendant la montée de l'impulsion, de plus faibles intensités vont commencer à ioniser les atomes. Pour des fins d'analyse, l'intensité du seuil d'ionisation est considérée comme étant de 10^{14} W/cm² soit l'intensité à laquelle commence l'ionisation par effet tunnel.

En partant de l'équation 4.7 qui définit l'intensité maximale d'un faisceau gaussien, l'intensité maximale $I_0^{sphère}$ est adaptée à une onde sphérique dans le domaine spatial.

$$I_0^{sphère} = \frac{E}{2\pi\Delta t_0 R^2} K_{forme}, \quad (\text{Éq. 4.20})$$

où E et Δt_0 sont respectivement l'énergie de l'impulsion et la durée de l'impulsion qui est définie comme étant la largeur à la mi-hauteur (FWHM) du maximum d'intensité. K_{forme} et R sont la constante de forme définie à l'équation 4.8 et le rayon de l'onde sphérique. Grâce à cette modification, la distance (z) entre le point focal et le front de l'onde correspond au rayon du faisceau R . Ainsi, on obtient

$$z = R = \sqrt{\frac{E}{2\pi\Delta t_0} \frac{K_{forme}}{I_{ion}}}, \quad (\text{Éq. 4.21})$$

où I_{ion} est l'intensité de seuil pour ioniser.

La figure 4.7 présente le rayon du volume ionisé déterminé avec l'équation 4.21 en fonction de l'intensité maximale au foyer qui est définie par l'équation 4.7.

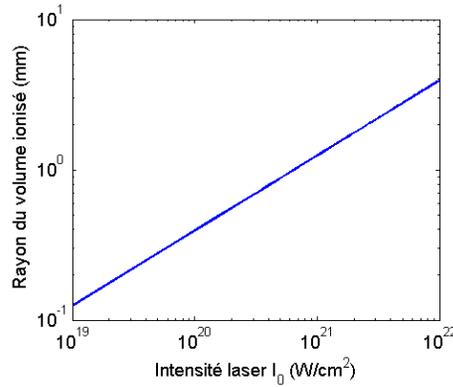


Figure 4.7 : Rayon du volume ionisé en fonction de l'intensité laser au foyer.

Pour le cas étudié ($I_0 = 7.3 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$), le pic du faisceau laser commence à ioniser le milieu à environ 2.8 mm du point focal. Le maximum de l'impulsion laser parcourt alors 2.8 mm dans un plasma avant d'atteindre le point focal. Toutefois, étant donné la forte focalisation et le temps de montée de l'impulsion, on a vérifié à quel moment, dans le profil temporel, l'intensité devient suffisamment élevée pour ioniser les atomes situés près du point focal. Pour ce faire, le profil temporel du temps de montée de l'impulsion laser est nécessaire. La modélisation en puissance du temps de montée est présentée à la figure 4.8b. Le modèle est divisé en trois droites définies sur une échelle semi-logarithmique sur l'axe des y et se base sur la forme du temps de montée réelle de l'impulsion qui est schématisée à la figure 4.8a et qui est présentée plus tard à la figure 5.3a. La première droite en bleu est bornée du centre de l'impulsion à $\Delta t_0/2 = 17.5 \text{ fs}$. La deuxième partie du modèle en rouge décrit la région de 17.5 fs à 4 ps et la dernière partie en noir, de 4 ps à 25 ps. La figure 4.8c montre l'intensité calculée à partir du profil de puissance présenté à la figure 4.8a en fonction de la position où $z = 0$ représente le point focal. Pour calculer l'intensité, nous considérons que le maximum d'un faisceau laser focalisé qui se propage de gauche à droite se positionne à 4 mm du point focal. Dans les conditions de cette analyse, on obtient que l'intensité au point focal ($z = 0$) est supérieure à 10^{14} W/cm^2 . La région focale se trouve alors ionisée avant l'obtention du maximum d'intensité.

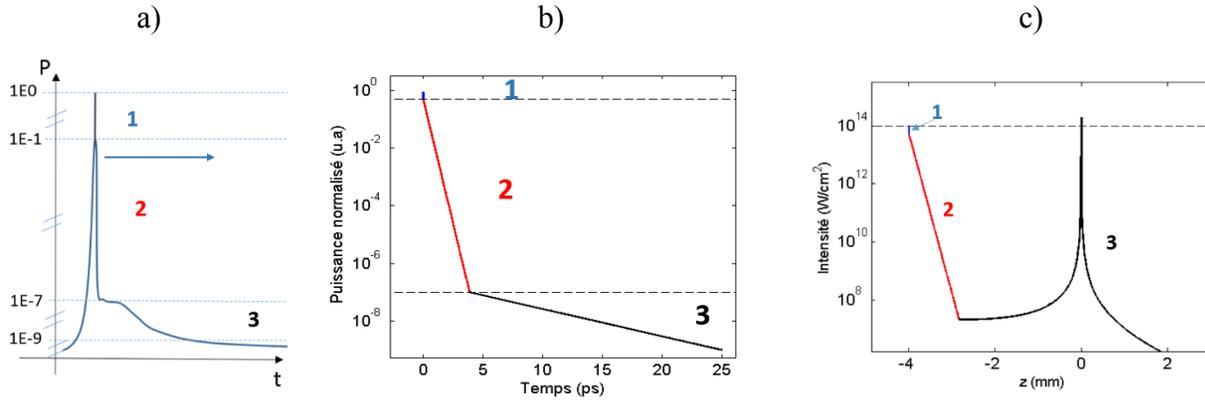


Figure 4.8 : a) Schéma de la puissance normalisée de l'impulsion laser se déplaçant de gauche à droite. b) et c) Modélisation du temps de montée de l'impulsion divisée en trois droites dans une échelle semi-logarithmique. b) Puissance normalisée en fonction du temps c) Intensité du front montant de l'impulsion lorsque le centre de l'impulsion est à 4 mm du point focal. L'intensité a été calculée pour une énergie laser de $E= 1 J$, une durée d'impulsion de $\Delta t_0 = 30 fs$, et une demie-largeur de tache focale de $w_0 = 343 nm$.

Comme il a été démontré, l'impulsion laser ionise le milieu soit par son maximum, soit par le front montant de l'impulsion. Il y aura un transfert de l'énergie du champ laser aux atomes pour les ioniser. Par conséquent, le front montant ainsi que le maximum de l'impulsion subit une baisse d'énergie entraînant une baisse d'intensité [53].

En somme, on retient que l'intensité crête se propage dans un plasma sur une distance de 2.8 mm avant d'atteindre le point focal. De plus, le point focal est préionisé par le temps de montée de l'impulsion laser avant l'obtention du maximum d'intensité de l'impulsion. L'ionisation à cette distance a pour effet de réduire l'intensité. De plus, la propagation dans le plasma pourrait induire une divergence, une atténuation ou une réfraction du faisceau laser avant même que l'intensité maximale ne soit atteinte. C'est ce qui sera analysé dans les sous-sections suivantes.

4.3.2 Fréquence de coupure du plasma

Pour qu'un laser puisse se propager dans un plasma, certaines conditions doivent être respectées. Le plasma doit avoir une densité inférieure à la densité critique. Cette densité critique est liée à la fréquence plasma qui est définie par [54]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{Éq. 4.22})$$

où ω_o est la fréquence laser, ω_p est la fréquence plasma, N est la densité d'électrons, e est la charge élémentaire, m_e est la masse de l'électron, et ϵ_0 est la permittivité du vide.

La fréquence plasma est aussi nommée fréquence de coupure, car toute fréquence inférieure à la fréquence de plasma ne se propage pas dans le plasma. Si les pertes d'énergie par collision sont négligeables, les fréquences laser supérieures à la fréquence de plasma devraient se propager sans atténuation.

En posant la fréquence plasma (ω_p) de l'équation 4.22 égale à la fréquence laser (ω_o) et en isolant la densité électronique (N_{crit}), on obtient la relation suivante qui décrit la densité électronique critique

$$N_{crit} = \frac{\omega_o^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (\text{Éq. 4.23})$$

Pour une fréquence laser de $2.4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ correspondant à une longueur d'onde de 800 nm, on calcule une densité électronique critique de $1.81 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Si l'on considère que tout l'argon est ionisé, c'est-à-dire que 18 électrons sont ionisés par atome, la densité atomique critique est de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Dans le cadre de ce mémoire, les expériences se déroulent avec une longueur d'onde de 800 nm et une densité atomique maximale de $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. On en conclut alors que, dans ces conditions, le laser se propage sans atténuation dans le plasma.

4.3.3 Variation d'indice de réfraction

La création du plasma par l'interaction laser avec le milieu gazeux induit une variation d'indice de réfraction dans le milieu de propagation. Cette variation est définie par [42]

$$\Delta n_{el} = n - 1 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_o}\right)^2} \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_o}\right)^2, \quad (\text{Éq. 4.24})$$

où ω_p est la fréquence plasma, ω_o est la fréquence centrale du laser et n est l'indice de réfraction effective. Dans cette équation, l'approximation provient du premier terme de l'expansion en série de Taylor. Étant donné que ce terme est dominant, on peut affirmer que la variation d'indice de réfraction due au plasma est négative. Aussi, de manière indirecte, la différence d'indice de réfraction dépend de l'intensité, car la fréquence plasma dépend de la densité électronique qui varie en fonction de l'intensité. Par conséquent, le profil de densité électronique est indirectement

proportionnel au profil d'intensité laser. Le profil de la densité électronique peut être estimé par un modèle d'ionisation qui dépend de l'intensité laser tel que le modèle Ammosov–Delone–Krainov (ADK) [50]. Contrairement à la variation d'indice de réfraction due à l'effet Kerr qui est positive, cette variation d'indice de réfraction négative a tendance à faire diverger le faisceau laser plutôt qu'à le focaliser. De plus, tout comme pour l'intégrale B, cette variation d'indice de réfraction induit un déphasage non uniforme sur le front de l'onde. Toutefois, ce déphasage est négatif à l'opposé de celui induit par les effets non linéaires. Ainsi, le calcul de l'intégrale B surévalue le déphasage près du point focal. On peut calculer le déphasage maximal causé par le plasma au moyen de l'intégrale suivante

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int \Delta n_{el}(z) dz \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L -\frac{1}{2} \omega_0 \frac{N(z)e^2}{m_e \varepsilon_0} dz, \quad (\text{Éq. 4.25})$$

où $\Delta n_{el}(z)$ et $N(z)$ sont respectivement la variation d'indice de réfraction causé par le plasma en fonction de l'axe de propagation z et la densité électronique en fonction de z . L est la distance de propagation. λ_0 et ω_0 sont la longueur d'onde centrale et la fréquence centrale du laser. e , m_e et ε_0 sont la charge élémentaire, la masse de l'électron et la permittivité du vide.

Dans le cas où l'on estime que la densité électronique ($N(z)$) varie selon une droite décrite par une densité électronique maximale (N_{max}) au point focal de $6.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une densité nulle à une distance $L = 0.28 \text{ cm}$ du point focal, on obtient un déphasage non négligeable de

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L -\frac{1}{2} \omega_0^{-2} \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0} \frac{N_{max}}{L} z dz = -1.4 \text{ rad}. \quad (\text{Éq. 4.26})$$

La densité maximale (N_{max}) est calculée à partir du modèle ADK pour une intensité au point focal de $1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ [55].

En somme, à partir de l'analyse de la région ionisée, plusieurs éléments sont à retenir. Près du point focal, la propagation laser se fait dans un plasma créé lors de la focalisation du faisceau. La création du plasma commence à plus de 1 mm du point focal pour des intensités laser supérieures à 10^{21} W/cm^2 . La propagation du laser se déroule sans atténuation dans une densité électronique inférieure à $1.81 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. De plus, une variation d'indice de réfraction négative est induite par le plasma ce qui implique que le faisceau laser a tendance à diverger.

4.4 Propagation du faisceau d'électrons

Les électrons soumis à la force induite par le champ électrique du laser sont accélérés en paquet. Toutefois, les particules de même charge se repoussant, il y a alors une déformation spatiale et énergétique du paquet d'électrons lors de la propagation du faisceau d'électrons. Ce phénomène est nommé l'effet de charge d'espace. L'impact de l'effet de charge d'espace sur le spectre d'énergie est estimé par [56]

$$\Delta E \approx m_e v_0 \Delta v \quad (\text{Éq. 4.27})$$

et l'impact sur la durée du paquet d'électrons est donné par [40]

$$\Delta t \approx \Delta t_0 + \frac{N e^2 t^2}{2 \pi r^2 \epsilon_0 m_e v}, \quad (\text{Éq. 4.28})$$

où m_e est la masse de l'électron, v_0 et v sont respectivement la vitesse de l'électron initiale et à un temps de propagation t . Δv est la différence de vitesse entre le premier électron du paquet et le dernier. Δt_0 est la durée initiale du paquet d'électrons. N et r sont le nombre d'électrons dans l'impulsion et le rayon du paquet d'électrons. ϵ_0 et e sont la permittivité du vide et la charge élémentaire.

Le groupe Siwick et al. [40] a simulé l'évolution de paquet d'électrons lors de sa propagation. Afin de bien illustrer l'effet de charge d'espace, les résultats de leurs simulations sont présentés aux figures 4.9 et 4.10. Tout d'abord, la figure 4.9 montre l'évolution de la durée du paquet d'électrons lors de sa propagation qui initialement a une durée de 90 fs, un rayon de 150 μm et une distribution d'énergie centrée à 28.4 keV dont la largeur est de 0.6 keV. L'analyse est aussi faite pour différentes quantités d'électrons. Cette figure montre que, plus il y a d'électrons, plus l'effet de charge d'espace est important. Une fois que le faisceau d'électrons, au profil gaussien, s'est propagé pendant 4 ns, ce qui équivaut à une distance traversée de 40 cm, l'élargissement de la durée de l'impulsion est d'environ 0.4 ps pour 1 000 électrons et augmente à 3.7 ps pour 10 000 électrons.

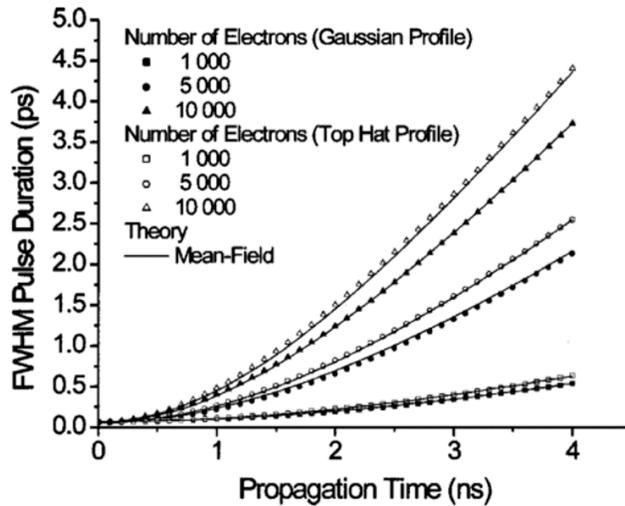


Figure 4.9 : Évolution de la durée de l'impulsion d'électrons en fonction du temps de propagation pour deux types de profils et pour différents nombres d'électrons. Le faisceau d'électrons initial a une énergie de 28.4 ± 0.3 keV, une durée de 90 fs et un rayon de $250 \mu\text{m}$ (figure tirée de [40]).

La figure 4.10 démontre l'augmentation de la largeur énergétique à la mi-hauteur (FWHM) pour différentes quantités d'électrons en fonction du temps de propagation du paquet d'électrons dont les caractéristiques initiales sont les mêmes qu'énoncées pour la figure 4.9. La figure 4.10 confirme que l'effet de charge d'espace est plus important pour un plus grand nombre d'électrons. De plus, on note que pour un temps de propagation inférieur à 1 ns, la largeur du spectre d'énergie augmente rapidement de plus d'un ordre de grandeur comparativement à la largeur initiale qui est de 0.6 keV.

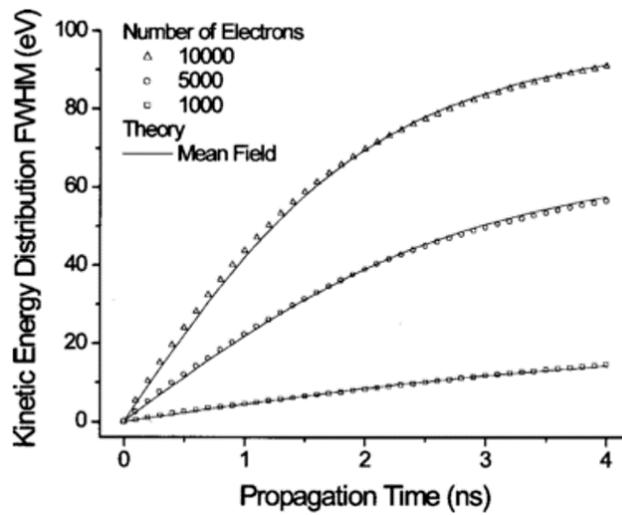


Figure 4.10 : Évolution de la largeur énergétique d'un faisceau d'électrons centré à 28.4 ± 0.3 keV en fonction du temps de propagation. Le faisceau d'électrons initial a une durée de 90 fs et un rayon de $250 \mu m$ (figure tirée de [40]).

En somme, l'effet de charge d'espace dégrade les propriétés énergétique, spatiale et temporelle du faisceau, et ce sur une distance aussi courte qu'une dizaine de centimètres de propagation. De plus, la densité électronique est un facteur pour lequel l'effet de charge est très sensible. Du point de vue expérimental, il faut idéalement minimiser la distance et la densité pour réduire l'effet de charge pour ainsi conserver les propriétés du faisceau d'électrons détecté.

5 MONTAGE ET OUTILS

Le montage expérimental utilisé pour la production du faisceau d'électrons et sa détection est semblable à celui utilisé dans la première expérience (section 1). Le montage a été adapté au faisceau laser utilisé qui a un large diamètre (8 cm) et des intensités élevées. Dans le cas des expériences de Payeur et al. [14], l'accélération d'électrons est produite dans un régime relativiste ($a_z^2 \approx 2$) avec une impulsion laser ayant une puissance crête de 0.04 TW, une longueur d'onde de $1.8 \mu\text{m}$ et une durée de 15 fs contenant près de deux cycles optiques et demi ($s = 125$). Dans le cadre de ce mémoire, le laser choisi a une longueur d'onde de 800 nm et il permet de travailler à une puissance crête allant jusqu'à 100 TW. Ainsi, l'accélération par champ direct se fait dans un régime ultra-relativiste ($a_z^2 \approx 14$ à 700). En contrepartie, l'impulsion laser a une durée de 30 fs qui contient beaucoup de cycles optiques ($s = 545$). La figure 5.1 schématise le montage qui est explicité ci-après.

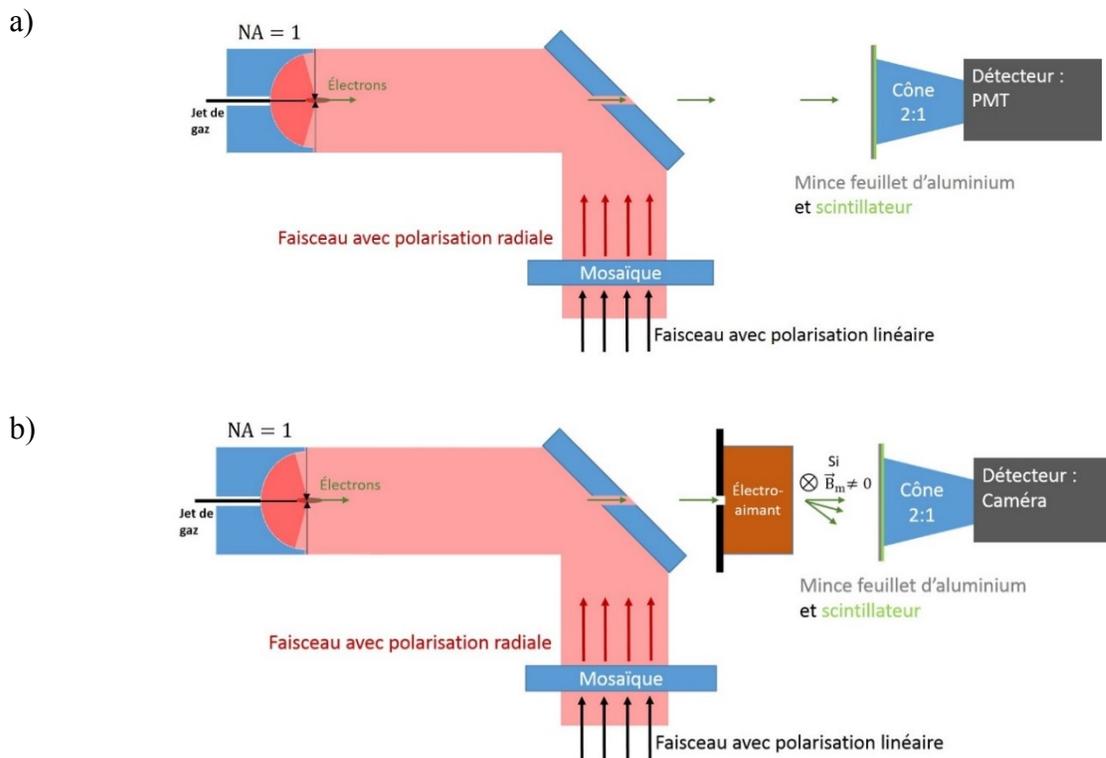


Figure 5.1 : Schéma du montage pour l'accélération d'électrons par champ direct. a) Montage pour mesurer le signal électronique du paquet d'électrons. b) Montage pour mesurer le spectre d'énergie du paquet d'électrons.

Le laser polarisé linéairement traverse la mosaïque afin que la polarisation du laser s'approche d'une polarisation radiale (mode TM₀₁). Puis, le faisceau laser est réfléchi sur le miroir troué positionné à 45° pour être focalisé fortement avec une parabole d'ouverture numérique d'environ 1 dans un jet de gaz.

La géométrie du montage permet de recueillir les électrons suivant l'axe de propagation du faisceau. Les électrons passent par le trou du miroir percé à cet effet. Ensuite, le faisceau d'électrons traverse le spectromètre d'électrons qui est constitué d'un électroaimant qui produit un champ magnétique une fois un courant appliqué. Ainsi, les électrons sont déviés par la force de Lorentz à un angle inversement proportionnel à leur énergie. Cela permet donc de les discerner spatialement en fonction de leur énergie. Une fente est ajoutée à l'entrée du spectromètre pour obtenir une résolution angulaire. L'angle de déflexion augmente en fonction du champ magnétique appliqué. En modifiant le courant appliqué à l'électroaimant, le champ magnétique est ajusté en fonction de l'énergie qu'ont les électrons produits. Une fois déviés, les électrons traversent la mince feuille d'aluminium qui bloque les réflexions du laser. Ensuite, ils traversent un scintillateur qui convertit l'énergie des électrons en énergie lumineuse. Ce signal passe par un cône de fibre sur lequel est collé le détecteur.

Deux détecteurs sont utilisés. Le premier détecteur est le tube photomultiplicateur (PMT) qui est utilisé pour l'optimisation du signal et pour l'acquisition des données. Avec ce PMT, le spectromètre d'électrons n'est pas présent comme le montre la figure 5.1a. Les électrons ne sont donc pas déviés. Le deuxième détecteur est la caméra. Cette caméra est utilisée avec le spectromètre d'électrons comme le montre la figure 5.1b. Par conséquent, les électrons de différentes énergies sont déviés à différents angles et, ainsi, ils peuvent être discernés spatialement sur la caméra.

Dans les sous-sections suivantes, plus de détails sont donnés sur chacun des outils quant à leurs caractérisations et leurs étalonnages. La description de chaque composante du montage se fait en suivant l'ordre de la propagation du faisceau laser et de la propagation des électrons une fois le faisceau d'électrons produit. Pour terminer, les procédures d'alignement des principales composantes du montage sont explicitées.

5.1 Laser

La source utilisée est un laser titane-saphir à amplification par dérive de fréquence (« Chirped Pulse Amplification », CPA). Il est l'outil de haute puissance (200 TW) du laboratoire ALLS de l'INRS-EMT à Varennes. L'installation est séparée en deux salles. Dans la première salle, l'impulsion y est générée, étirée et amplifiée. Le faisceau est alors transporté sous vide à la deuxième salle où l'impulsion est compressée avant de pénétrer dans la chambre à expérience. Les paramètres du laser sont mesurés à chaque campagne expérimentale.

La longueur d'onde centrale du laser est de 800 nm avec une largeur de bande de 60 nm. La forme du spectre du laser à la sortie du compresseur est présentée à la figure 5.2. L'énergie maximale à la sortie du compresseur est de 3 J. Le taux de répétition est de 10 Hz. La figure 5.3a montre que le contraste de l'impulsion à 200 ps est de $1:10^{-9}$. Sur cette même figure, on note la forme du temps de montée dont l'effet d'ionisation a été discuté à la section 4.3.1. La mesure de la durée de l'impulsion qui est définie comme étant la pleine largeur à la mi-hauteur de l'intensité (FWHM) varie entre 30 fs et 33 fs. La figure 5.3b présente la mesure de la durée d'impulsion.

Afin d'avoir un front d'onde de qualité, un analyseur de front d'onde combiné à un miroir déformable, qui sont tous deux situés après la compression du faisceau, sont utilisés pour corriger les aberrations induites par des effets non linéaires et thermiques lors de l'amplification [57]. La figure 5.4 montre le profil du laser en champ proche et en champ lointain après les corrections.

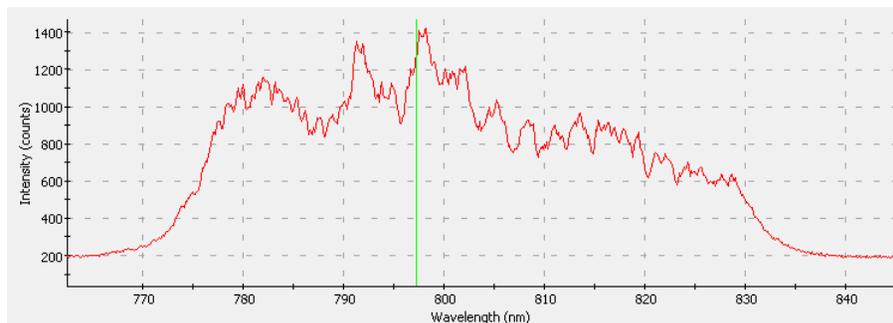
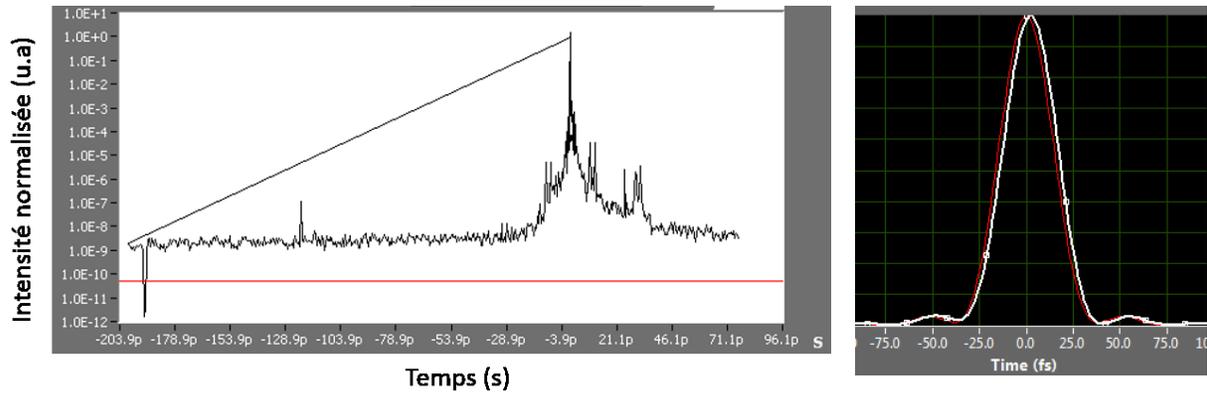


Figure 5.2 : Spectre du laser à la sortie du compresseur.



a)

b)

Figure 5.3 : Caractéristiques temporelles de l'impulsion laser. a) Contraste de $1 : 10^{-9}$ à 200 ps b) Mesure de la durée de l'impulsion qui est de 33 fs (FWHM).

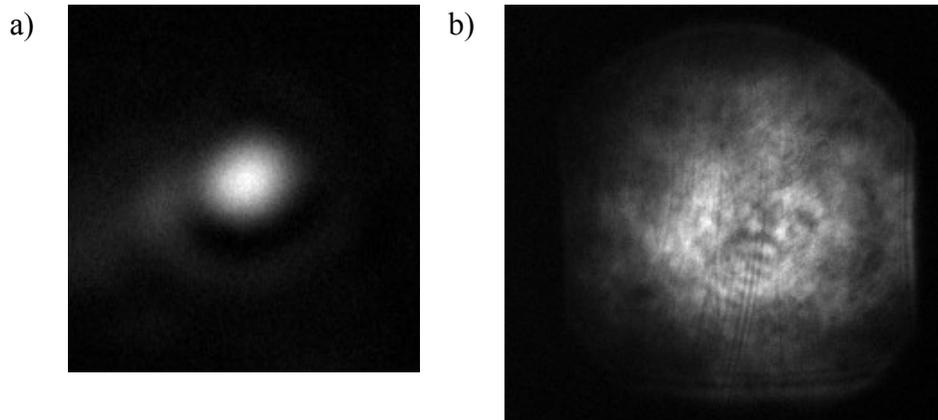


Figure 5.4 : Profil spatial du front d'onde du laser en a) champ proche et en b) champ lointain.

5.2 Mosaïque

La figure 5.5 présente le dessin technique de la mosaïque utilisée dans cette expérience où les quatre quadrants sont numérotés pour les identifier par la suite. L'orientation des axes rapides des quatre lames à retard demi-onde y est inscrite. Dans cette position, la mosaïque traversée par un laser dont la polarisation est initialement linéaire et orientée verticalement permet d'obtenir un faisceau avec une polarisation approchée du mode TM₀₁. La mosaïque a un diamètre de 90 mm pour laisser passer la totalité du faisceau laser.

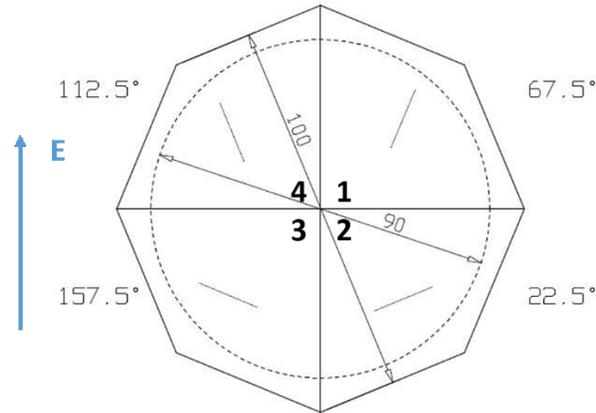


Figure 5.5 : Orientation de l’axe rapide de chacun des quadrants numérotés de la mosaïque. La flèche bleue indique l’orientation de la polarisation linéaire du champ électrique (E) du laser nécessaire pour obtenir une polarisation radiale approchée du mode TM₀₁. Les diamètres sont notés en millimètres.

L’orientation relative des axes rapides des lames demi-onde est vérifiée avec la méthode par interférence. Une analyse spectrale de la mosaïque est faite afin de valider son fonctionnement sur toute la bande spectrale d’utilisation.

5.2.1 Caractérisation de la mosaïque avec la méthode par interférence

La méthode par interférence est utilisée pour vérifier si les axes rapides de chacun des quadrants sont bien orientés l’un par rapport à l’autre. Cette méthode a été développée avec un faisceau laser qui a un petit diamètre [58], [59]. Dans le cadre de ce travail, la méthode a été adaptée à un faisceau laser qui a un grand diamètre. Cette méthode consiste à faire interférer deux faisceaux cohérents qui ont traversé deux quadrants différents et adjacents. Le montage utilisé est présenté à la figure ci-dessous.

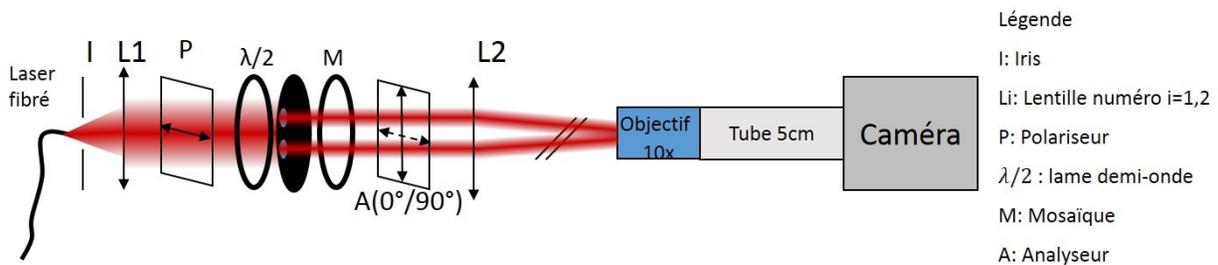


Figure 5.6 : Schéma du montage de la caractérisation de la mosaïque par interférence.

La source est une diode laser fibrée qui est collimatée par la lentille L1 et polarisée horizontalement par le polariseur P. Ensuite, le laser traverse une lame demi-onde dont l’axe rapide est orienté à

45°. Cette lame permet d'obtenir une polarisation verticale à l'entrée de la mosaïque. Par la suite, deux pupilles sélectionnent chacune une portion de faisceau laser. Ces deux faisceaux passent individuellement dans un quadrant différent et adjacent. Ils traversent ensuite l'analyseur qui est un polariseur et qui sélectionne, selon l'orientation, la composante horizontale ou verticale de leurs polarisations. La lentille L2 focalise les deux faisceaux sur un objectif de microscope qui a un grossissement de 10x où l'interférence a lieu. Un patron d'interférence est détecté par la caméra. Plus de détails sur la méthodologie ainsi que sur la procédure d'alignement sont disponibles à l'annexe A.

En connaissant les conditions expérimentales, il est possible de prédire si le type d'interférence obtenu est constructif ou destructif. Un exemple est présenté à la figure 5.7.

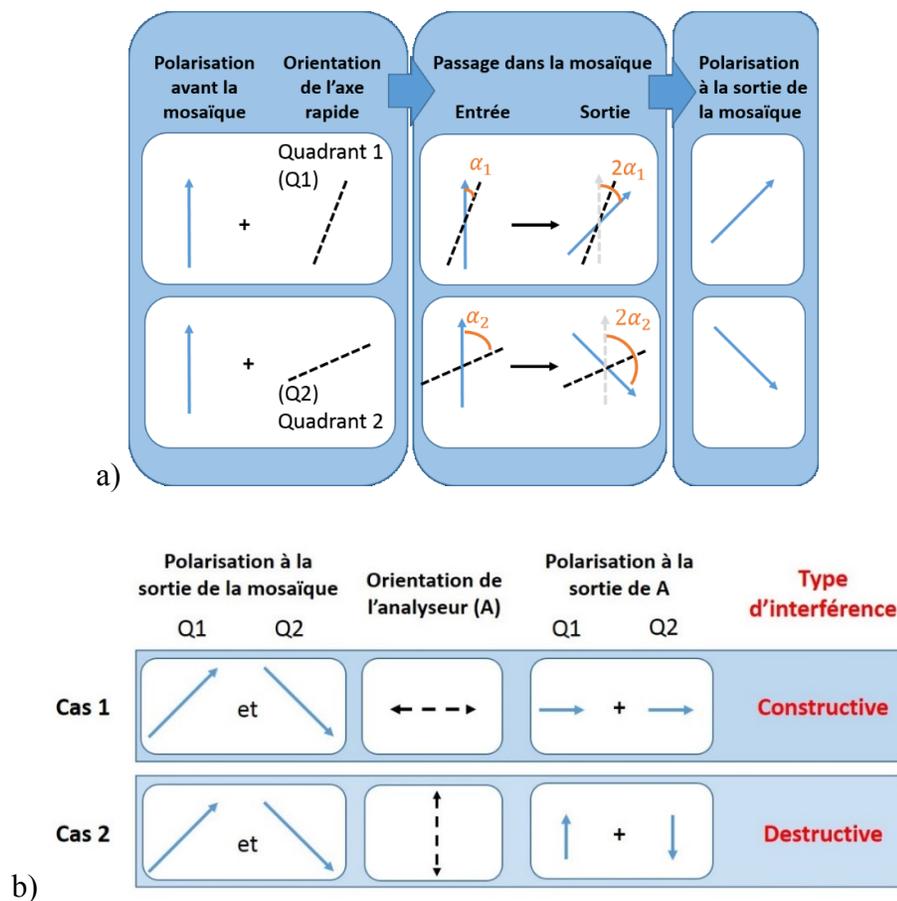
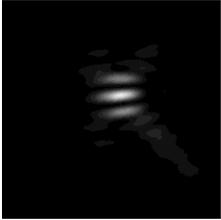
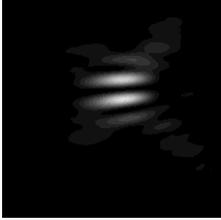
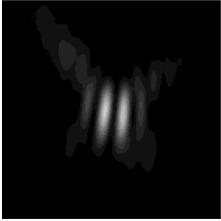
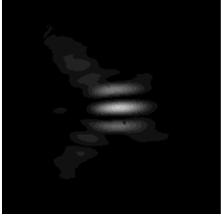
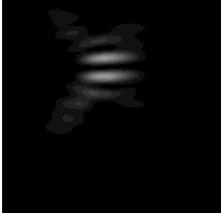


Figure 5.7 : Schémas explicatifs pour prédire le type de l'interférence de deux faisceaux cohérents dont chacun est passé respectivement par le quadrant 1 et 2 de la mosaïque. a) Passage dans la mosaïque b) Polarisation résultante du passage des deux faisceaux dans l'analyseur.

Les deux portions de faisceau polarisé linéairement et orienté verticalement passent respectivement par le quadrant 1 et 2. Comme il a été expliqué précédemment à la figure 4.1, une onde polarisée linéairement effectue une rotation de deux fois l'angle qu'elle a par rapport à l'axe rapide de la lame demi-onde traversée. Ainsi, étant donné la disposition des axes rapides de la mosaïque, les polarisations des deux faisceaux obtenus sont perpendiculaires et orientées à $\pm 45^\circ$. Ensuite, les faisceaux ayant une polarisation résultante passent par l'analyseur orienté horizontalement ou verticalement de sorte que seule la composante correspondante de la polarisation des faisceaux est conservée à la sortie de l'analyseur. Les deux faisceaux sont ensuite combinés en les focalisant. Si les composantes de la polarisation des deux faisceaux sont orientées dans la même direction, il y a une interférence constructive. C'est le cas 1 présenté à la figure 5.7 b lorsque l'analyseur est positionné à l'horizontale. Dans le cas 2 où l'analyseur est orienté à la verticale, les composantes horizontales de la polarisation des deux faisceaux sont opposées, l'interférence est alors destructive.

Expérimentalement, c'est la raie centrale du patron d'interférence qui permet de déterminer s'il s'agit d'une interférence constructive ou destructive. La raie centrale est un maximum d'intensité si l'interférence est constructive. Inversement, si l'interférence est destructive, la raie centrale est un minimum d'intensité. Le résultat de la caractérisation est présenté dans le tableau ci-dessous. Le résultat est conforme aux attentes et aux prédictions qui sont présentées en détail au tableau A.2 de l'annexe A. En somme, ce résultat nous permet d'affirmer que l'alignement de la mosaïque est bien fait.

Tableau 5.1 : Résultats de la caractérisation par interférence obtenus avec un laser polarisé verticalement à l'entrée de la mosaïque pour deux positions de l'analyseur A. Les termes minimum et maximum caractérisent l'intensité de la raie centrale du patron d'interférence.

Paires	A (Horizontal : 0°)	A (Vertical : 90°)
1-2	 <p data-bbox="583 701 721 735">Maximum</p>	 <p data-bbox="1097 701 1235 735">Minimum</p>
2-3	 <p data-bbox="583 1005 721 1039">Minimum</p>	 <p data-bbox="1097 1005 1235 1039">Maximum</p>
3-4	 <p data-bbox="583 1314 721 1348">Maximum</p>	 <p data-bbox="1097 1314 1235 1348">Minimum</p>
4-1	 <p data-bbox="583 1623 721 1656">Minimum</p>	 <p data-bbox="1097 1623 1235 1656">Maximum</p>

5.2.2 Caractérisation par analyse spectrale

Le but de la caractérisation spectrale est de s'assurer que la mosaïque conserve ses propriétés optiques sur toute la bande spectrale d'utilisation qui est de 60 nm centrée à une longueur d'onde de 800 nm. Pour faire ce test, un laser large bande situé autour de 800 nm est nécessaire. Le laser utilisé est la sortie de l'oscillateur du laser 200 TW. Le montage est schématisé à la figure 5.8. Tout d'abord, le faisceau traverse un polariseur qui est utilisé pour purifier la polarisation du laser. Ensuite, il traverse un des quadrants de la mosaïque et l'analyseur que l'on oriente à $\pm 45^\circ$ pour vérifier l'extinction du signal ou son maximum. Ainsi, on veut s'assurer qu'il n'y a pas de modulation dans le spectre après le passage du faisceau laser dans la mosaïque. La détection se fait avec un spectromètre. La mosaïque est tournée pour vérifier tous les quadrants les uns après les autres.

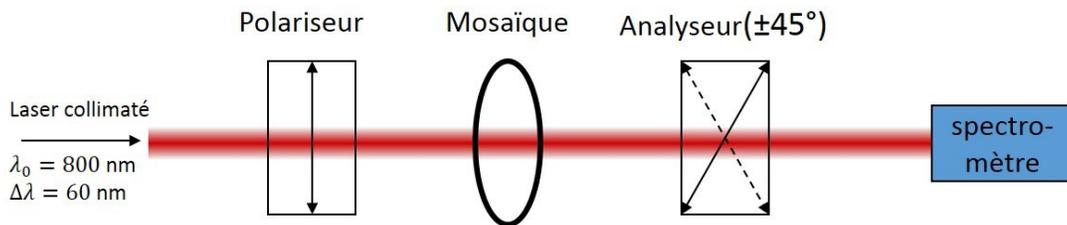


Figure 5.8 : Schéma du montage de l'analyse spectrale de la mosaïque.

La figure 5.9 compare les spectres mesurés et normalisés du laser suite à son passage dans le quadrant 1 de la mosaïque avec un spectre de référence pris sans mosaïque. Les spectres sont mesurés suite au passage dans la mosaïque pour deux différentes positions de l'analyseur. Lorsque l'analyseur est positionné à $+45^\circ$, le signal est maximal et lorsque l'analyseur est positionné à -45° , le signal est minimal. Afin de ne pas saturer le détecteur, différents filtres ont été utilisés pour atténuer le signal.

À la figure 5.9, une très faible différence d'amplitude est observée pour certaines plages de longueur d'onde. Cela peut s'expliquer par le fait que différents filtres sont utilisés pour effectuer la mesure. Cette différence n'affecte pas le résultat étant donné que c'est la forme qualitative du spectre qui est vérifiée par cette caractérisation. En comparant les spectres avec le spectre de référence, aucune modulation dans le spectre n'est observée. Cela permet de confirmer que la mosaïque conserve ses propriétés optiques dans la bande spectrale d'utilisation.

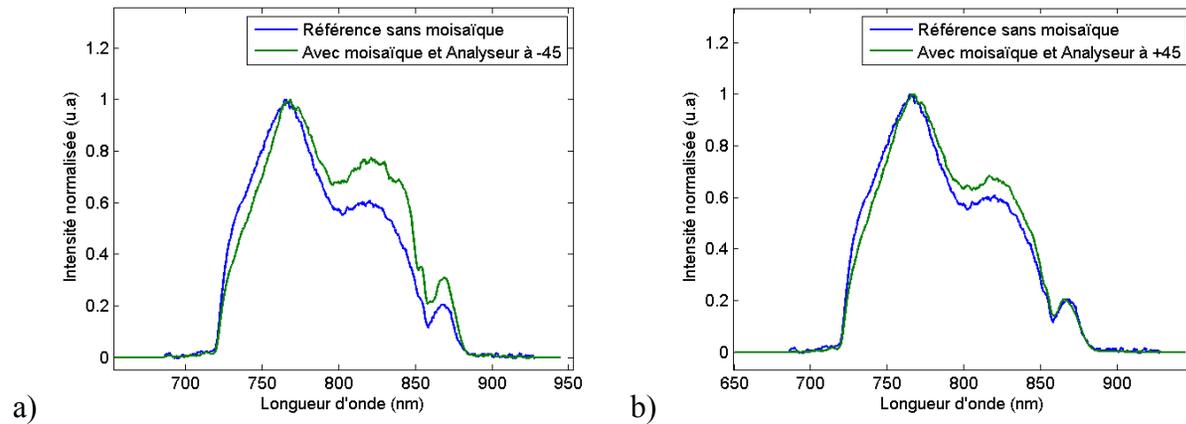


Figure 5.9 : Spectre normalisé du faisceau laser après son passage dans le polariseur d’entrée placé verticalement, dans le quadrant 1 de la mosaïque et dans l’analyseur placé à a) -45° (signal minimal) et b) $+45^\circ$ (signal maximal).

La mosaïque a été caractérisée par la méthode d’interférence et par l’analyse spectrale en transmission. Suite à ces caractérisations, on peut affirmer que les orientations relatives des axes rapides de chacun des quadrants de la mosaïque utilisée sont celles attendues et que la mosaïque conserve ses propriétés optiques sur toute la bande de fréquence qui est utilisée.

5.3 Focalisation et intensité

Un miroir parabolique, qui focalise sur l’axe de propagation et dont l’ouverture numérique (NA) est de 1, est utilisé pour focaliser le faisceau. De plus, une grande ouverture numérique produit une petite tache focale ce qui permet d’accroître l’intensité maximale au point focal. La méthode de caractérisation de la tache focale et la méthodologie de la mesure de l’énergie du laser sont présentées. Puis, l’intensité est estimée pour $NA = 1$ et pour $NA = 0.7$. Cette dernière ouverture numérique est obtenue en réduisant de moitié le diamètre du faisceau laser.

5.3.1 Tache focale

Étant donné que la parabole focalise sur l’axe, il est impossible d’obtenir une image de la tache focale directement. Par conséquent, une technique a été développée au laboratoire 200 TW pour mesurer la tache focale. Cette technique utilise une sphère réfléchissante positionnée au point focal de la parabole. La figure 5.10 présente le schéma du montage et le parcours optique du laser une fois que le laser, initialement collimaté, soit réfléchi par la parabole. Ce parcours permet d’obtenir un agrandissement de la tache focale d’un facteur 492x. Ce facteur provient de la combinaison de

l'agrandissement de 49.2x résultant de la parabole combinée à la lentille et de celui de la lentille de microscope qui est de 10x [60].

La tache focale obtenue avec le laser 200 TW est présentée à la figure 5.11. Une pleine largeur à la mi-hauteur (FWHM) de 404 nm est mesurée dans ces conditions. L'énergie contenue dans la tache focale est évaluée à 20 %. Ce ratio est estimé par le nombre de comptes contenus dans la tache focale sur le nombre de comptes contenus dans la tache focale additionné à ceux contenus dans les lobes d'intensité l'entourant.

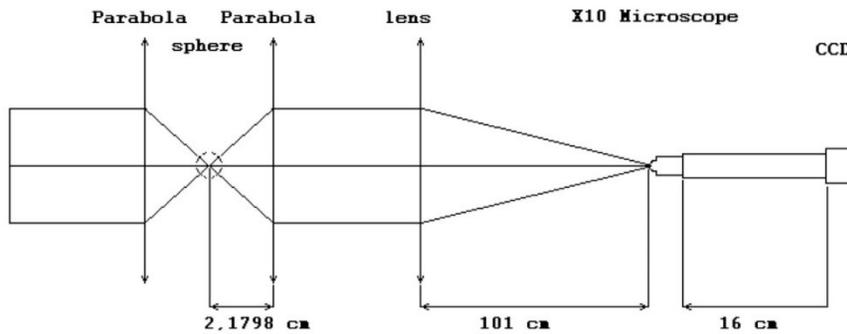


Figure 5.10 : Schéma du montage et du chemin optique pour l'imagerie du point focal par une sphère réfléchissante [60].

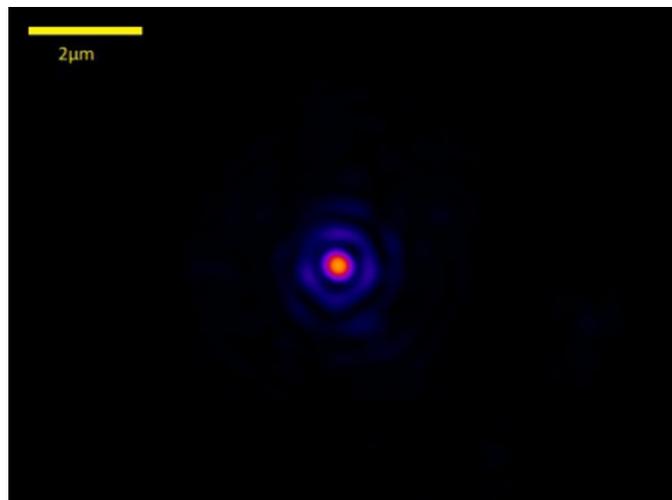


Figure 5.11 : Image de la tache focale obtenue avec le laser 200 TW et la technique de la sphère réfléchissante [60].

5.3.2 Mesures d'énergie laser

Étant donné la forte intensité du système laser 200 TW, il n'est pas possible de mesurer l'intensité directement. Par conséquent, plusieurs séries de mesures ont été prises. Tout d'abord, une montée en puissance est faite en ajoutant des lasers de pompe de type Nd : YAG pour amplifier l'impulsion. Pour chaque laser de pompe ajouté, l'énergie laser est mesurée avant compression à partir de la fuite d'un miroir. Cette mesure est ensuite estimée en se basant sur une mesure de l'énergie après compression à basse énergie. Cette mesure à basse énergie est prise avec seulement deux lasers de pompe. La figure 5.12 présente l'énergie étalonnée en fonction du nombre de YAG après la compression, c'est-à-dire à la sortie du compresseur.

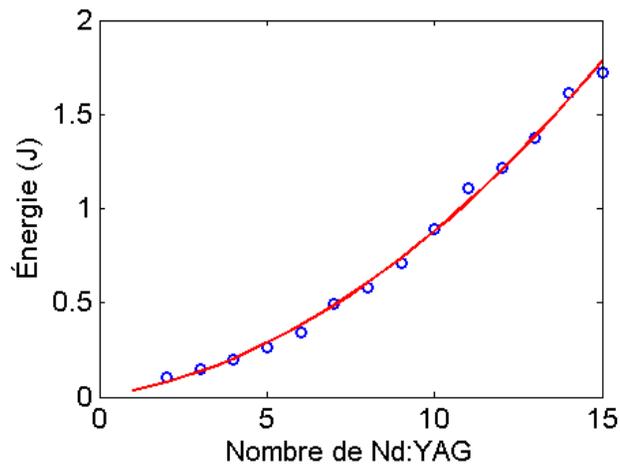


Figure 5.12 : Énergies mesurées après le compresseur en fonction du nombre de lasers (Nd : YAG) de pompe activés.

Avec deux lasers de pompe, l'énergie à la sortie du compresseur est de 108 mJ. Afin de travailler avec de plus faibles énergies, un atténuateur variable optique est utilisé. Expérimentalement, il a été vérifié que le pourcentage de transmission de l'atténuateur est linéaire avec la lecture d'énergie après compression. La figure 5.13 présente ce résultat.

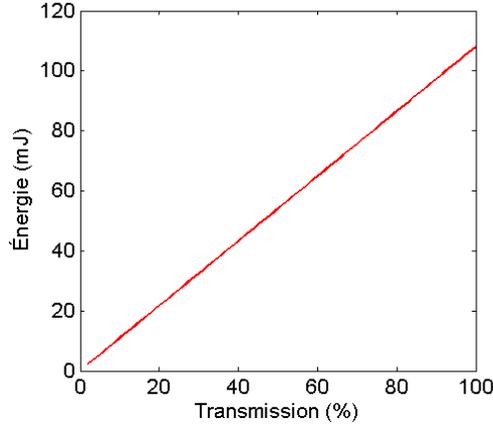


Figure 5.13 : Mesures d'énergie après compression en fonction de la transmission de l'atténuateur variable utilisé avec deux lasers de pompe de type Nd : YAG.

5.3.3 Intensité maximale

L'intensité maximale au niveau de la tache focale est évaluée selon

$$I_0 = \frac{E}{\pi w_0^2 \Delta t_0} K_{forme} T C_{forme}, \quad (\text{Éq. 5.1})$$

où E est l'énergie après compression dont la mesure a été présentée à la sous-section précédente, Δt_0 est la durée de l'impulsion laser (FWHM) et K_{forme} est la constante de forme définie selon l'équation 4.8 et elle est égale à $K_{forme} = 1.88$. T est le coefficient de transmission entre la sortie du compresseur, où est mesurée l'énergie, et le point focal de la parabole. La transmission (T) est évaluée à 0.96. w_0 est la demi-largeur de la tache focale à $1/e^2$ du maximum de l'intensité et est donnée par

$$w_0 = \frac{w_{FWHM}}{\sqrt{2 \ln(2)}}, \quad (\text{Éq. 5.2})$$

où w_{FWHM} est la pleine largeur à la mi-hauteur de l'intensité maximale évaluée à la sous-section précédente comme étant de 404 nm.

C_{forme} est un coefficient de correction nécessaire étant donné que l'impulsion n'est pas un faisceau gaussien. L'optique gaussienne considère que 50 % de l'énergie se trouve dans la tache focale. Dans notre cas, nous avons mesuré que seulement 20 % de l'énergie se trouve dans la tache focale. Par conséquent, la correction est évaluée par le ratio $C_{forme} = 0.2/0.5$.

En considérant dans l'équation 5.1 les valeurs obtenues selon les conditions expérimentales où l'énergie est maximale, l'intensité maximale se calcule comme suit

$$I_0 = \frac{1.7 J}{\pi \left(\frac{404 \text{ nm}}{\sqrt{2 \ln(2)}}\right)^2 30 \text{ fs}} 1.88 * 0.96 * \frac{0.2}{0.5} = 1.1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2. \quad (\text{Éq. 5.3})$$

Dans les conditions expérimentales de ce mémoire, au laboratoire du laser 200 TW, l'intensité maximale obtenue avec une parabole de $NA = 1$ qui focalise sur l'axe et pour une amplification faite avec 15 lasers de pompe est évaluée à $1.1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$.

5.3.4 Ouverture numérique de 0.7

Dans le but de se rapprocher des conditions expérimentales de Payeur et al. [14], une ouverture numérique de 0.7 est utilisée dans certaines conditions qui seront explicitées à la sous-section 5.5.1. L'ouverture numérique de 0.7 est produite en réduisant de moitié le diamètre du faisceau laser avec un iris. Ainsi, pour une même énergie, l'intensité maximale au point focal diffère de ce que l'on obtient pour une ouverture numérique de 1, car, pour $NA = 1$, la tache focale est plus grande. Afin de prendre en compte cette modification dans le calcul de l'intensité, deux corrections sont apportées à l'équation 5.1.

La première correction consiste à ajouter un facteur de 0.41 ce qui correspond à la portion d'énergie qui passe l'iris. Ce facteur est calculé à partir de deux images du profil du faisceau laser. L'une est prise dans le cas où le diamètre du faisceau est coupé de moitié et l'autre image est prise lorsqu'il a sa pleine largeur. Ensuite, le nombre de comptes sur la région où se trouve l'énergie de chacune des images est sommé. Ainsi, en prenant le ratio, on estime la portion de l'énergie qui passe l'iris.

La seconde correction est la taille de la tache focale. Elle est évaluée avec l'équation 4.12 qui définit, avec l'approximation paraxiale, la demi-largeur w_0 à $1/e^2$ du maximum de l'intensité. Pour une longueur d'onde de 800 nm et pour une ouverture numérique de 0.7, la demi-largeur est estimée à $w_0 = 364 \text{ nm}$.

Avec une ouverture numérique de 0.7, l'intensité maximale que l'on peut atteindre est donnée par

$$I_0 = \frac{(1.7 J * 0.41)}{\pi (364 \text{ nm})^2 30 \text{ fs}} 1.88 * 0.96 * \frac{0.2}{0.5} = 4.0 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2. \quad (\text{Éq. 5.4})$$

5.4 Jet de gaz

Afin de bien connaître la région d'interaction du laser, cette section rapporte les caractéristiques du jet de gaz utilisés. Trois aspects sont détaillés. Le premier aspect est le positionnement du jet de gaz par rapport à la parabole et au point focal. Ensuite, le profil de densité du jet de gaz au point focal est présenté. Pour terminer, les modes d'utilisation du jet sont définis.

5.4.1 Positionnement

Comme illustré à la figure 5.1 et rappelé à la figure 5.14 ci-dessous, l'extrémité du jet de gaz qui est constitué d'un tube de 0.15 ± 0.01 cm est positionné le plus près possible du point focal de la parabole afin que le diamètre du jet de gaz soit petit. À cause des contraintes d'espace de la chambre à expérience, le jet de gaz entre dans la chambre à expérience à l'arrière de la parabole et passe par le trou de la parabole qui est de 4.8 mm de diamètre. La distance entre l'extrémité du jet de gaz et du point focal est fixée à 6 mm. Cette distance a été calculée de manière à ce que le jet de gaz se trouve dans l'ombre du laser. En effet, le cône sans lumière est produit par projection du trou de 1 cm de diamètre du miroir troué. La largeur du cône à 6 mm du point focal est estimée à 0.29 mm, soit près du double du diamètre du tube du jet de gaz. De plus, l'intensité du faisceau laser à cette distance est suffisamment faible pour éviter tout risque de dommage à l'extrémité du jet de gaz par ionisation ou par effet thermique.

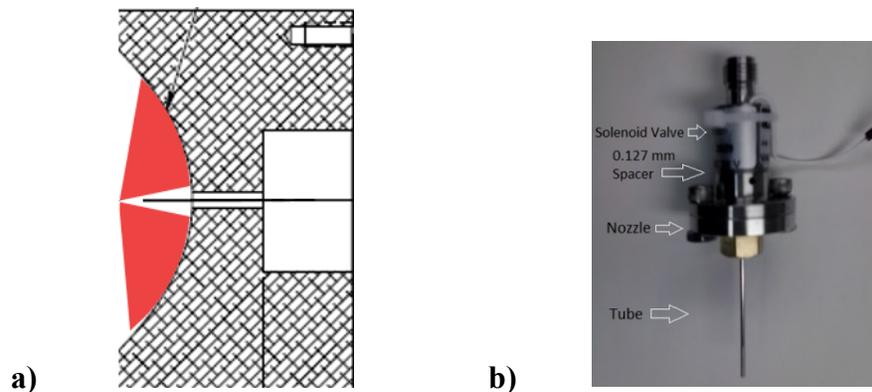


Figure 5.14 : a) Positionnement du jet de gaz dans le cône sans lumière de la parabole. b) Jet de gaz.

5.4.2 Profil

Le profil du jet de gaz a été caractérisé par interférométrie de Mach-Zender à une distance de 6 mm de l'extrémité du tube [61]. Le résultat de la mesure est présenté à la figure 5.15. Le jet de gaz possède une largeur d'environ 5.5 mm. Son profil montre une diminution de la densité initiale de 37 % à 1.8 mm du centre. Dans la région d'intérêt qui est la largeur du point focal, la densité est d'environ $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

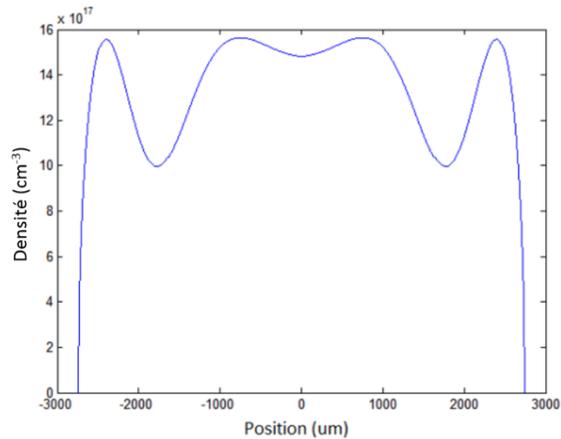


Figure 5.15 : Profil du jet de gaz mesuré par interférométrie de Mach-Zender à une distance de 6 mm de l'extrémité du tube pour une pression de 300 PSI [61].

Dans le cadre de ce mémoire, la pression appliquée est de 15 PSI. L'interférométrie de Mach-Zender ne permet pas de mesurer le profil de densité à basse pression, car elle n'est pas suffisamment précise. Toutefois, il a été démontré que la relation entre la densité à la sortie de la buse et la pression appliquée est linéaire [62]. En considérant que cette linéarité est conservée à basse pression, on estime que la densité atomique est de $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Afin de s'assurer de la densité au niveau de la tâche focale, il faudrait utiliser une autre technique de caractérisation telle qu'une mesure directe avec une sonde.

Dans le cas où l'argon serait complètement ionisé, la densité électronique serait de $1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est inférieur à la densité critique calculée précédemment (voir section 4.3.2). Dans ces conditions, on considère que le faisceau laser se propage sans atténuation dans le jet de gaz.

5.4.3 Mode d'utilisation

Le jet de gaz a été utilisé de deux manières afin de fournir le gaz nécessaire à l'expérience. Il s'agit de la seule entrée de gaz dans la chambre à expérience.

La première méthode utilise le jet de gaz pour remplir la chambre de gaz à une pression constante qui est mesurée à l'aide des jauges. Avec cette méthode, le profil de densité ne s'applique pas, car le gaz se répand uniformément dans la chambre. La seconde méthode utilise le jet de gaz pulsé dont la durée est de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Le jet de gaz est synchronisé automatiquement avec les tirs laser pour assurer une acquisition optimale des données. Les contextes d'utilisation de ces méthodes sont élaborés davantage à la section 5.5 suivante.

5.5 Propagation du laser

Étant donné la configuration du laboratoire, le laser, avant d'entrer dans la chambre d'expérience, traverse un long parcours dans différents milieux. Au cours des expériences, ce parcours est varié et caractérisé afin de s'assurer que le profil du faisceau conserve sa qualité. Cette caractérisation a été faite par le calcul de l'intégrale B qui a été présenté précédemment à la section 4.2. Dans cette section, les trois variantes du montage sont décrites. Ensuite, une analyse de l'intégrale B, section par section, est faite pour déterminer les parties critiques du montage. Pour terminer, une analyse de l'intégrale B totale, c'est-à-dire sommée sur tout le parcours optique, est faite pour chacune des variantes du montage.

5.5.1 Variantes des montages

La figure 5.16 ci-dessous présente trois schémas qui résument le parcours du laser en partant du compresseur jusqu'à ce qu'il soit focalisé. Le tableau 5.2 décrit chaque cas et chaque partie traversée en y incluant les caractéristiques nécessaires pour calculer l'intégrale B. Ces caractéristiques sont la longueur parcourue, le type de milieu traversé et l'ouverture numérique. Dans les calculs, la pression de l'air est de 760 Torr et celle du vide est de 1×10^{-7} Torr. La pression d'argon varie entre 0.04 Torr, soit la pression minimale permettant d'obtenir un signal, et 2 Torr, soit une pression où le signal est élevé et par conséquent l'intégrale B est aussi plus élevée. L'intégrale B est calculée après le compresseur, car on considère qu'avant compression, l'intensité est trop faible pour obtenir une intégrale B significative.

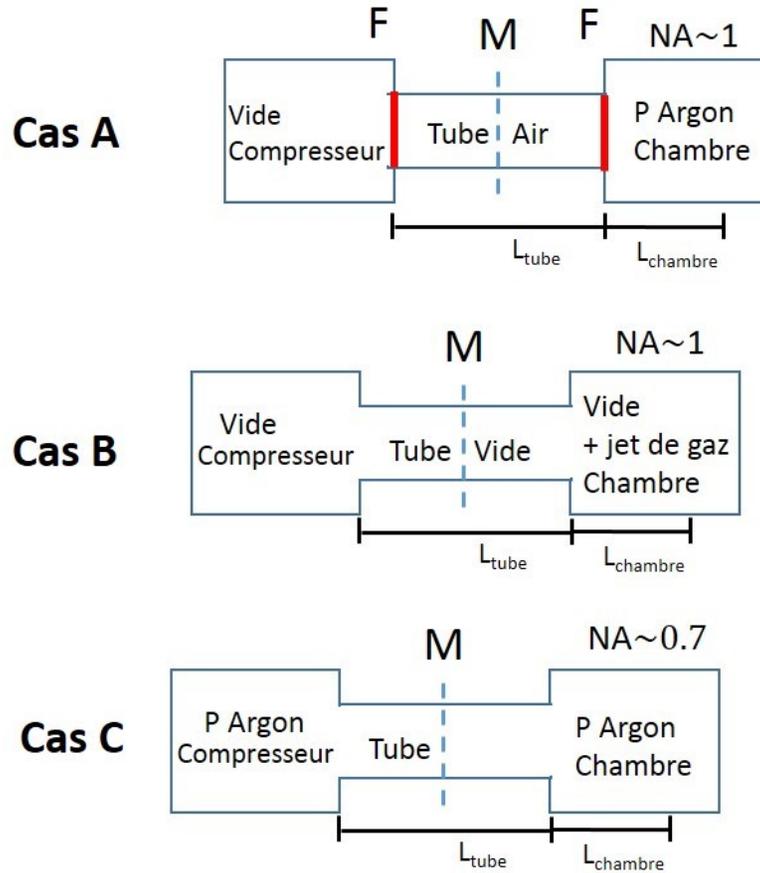


Figure 5.16 : Schéma résumant les variantes de la propagation du faisceau entre les trois cas expérimentaux.

Légende : **F** : Fenêtre en BK7, **M** : Mosaïque, L_{tube} : Longueur du tube ($\sim 1000 \text{ cm}$), L_{chambre} : Longueur de propagation dans la chambre avant la parabole ($\sim 200 \text{ cm}$).

Tableau 5.2 : Description des parties des montages en y spécifiant la longueur parcourue et les caractéristiques spécifiques (type de milieu, ouverture numérique) à chaque cas. Ar signifie argon.

No. Partie	Description du montage	Caractéristiques des cas			Longueur (cm)
		A	B	C	
1	Fenêtre	BK7			1.2
2	Tube	Air	Vide	Ar	1000
3	Fenêtre	BK7			1.2
4	2 ^e fenêtre à la parabole	Ar	Vide	Ar	200
5	Mosaïque	MgF ₂	MgF ₂	MgF ₂	0.016
6	Focalisation (parabole au point focal)	Ar NA~1	Vide NA~1	Ar NA~0.7	2.05
6.1	Focalisation partie jet de gaz		Ar		0.6

Le cas A est le premier montage utilisé. Cette configuration a été choisie au départ pour optimiser le signal en ayant accès à la mosaïque en tout temps. C'est pour cette raison que le tube est à la pression ambiante (760 Torr). Les deux fenêtres sont présentes pour garder le compresseur à une pression d'environ 10^{-7} Torr et la chambre à pression d'argon variable. La parabole utilisée pour focaliser a une ouverture numérique (NA) de 1.

Pour le cas B, les fenêtres ont été retirées et la propagation se fait entièrement à une pression de 10^{-7} Torr. Afin d'assurer la présence d'atomes d'argon au niveau de la tâche focale, le jet de gaz a été utilisé. La densité du jet de gaz étant approximativement de $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, selon la loi des gaz parfaits, on trouve une pression équivalente d'environ 2.3 Torr. Cette pression est utilisée pour déterminer l'indice de réfraction non linéaire. Le jet de gaz est positionné à une distance de 6 mm du point focal. Donc, seulement la région entre la pointe du jet de gaz et le point focal comporte une pression autre que celle du vide.

Pour le cas C, on craignait une pression trop élevée à la sortie du jet de gaz et il a été décidé de remplir d'argon toute l'enceinte comprenant la chambre, le compresseur et le tube d'argon. De plus, le diamètre du faisceau est réduit de moitié avec une pupille afin d'obtenir une ouverture

numérique de 0.7. Cela a été fait dans le but de se rapprocher des conditions expérimentales de l'expérience de Payeur et al. [14] présentée à la section 1.

5.5.2 Intégrale B par partie

L'intégrale B a été calculée pour chacune des parties traversées par le faisceau à partir des équations 4.6 et 4.17 qui définissent l'intégrale B pour le cas où l'intensité est constante et pour le cas où un faisceau est fortement focalisé. Le tableau 5.3 présente le résultat de l'intégrale B pour chacune des parties présentées pour une énergie de 20 mJ à la sortie du compresseur. Cette énergie correspond à une intensité au point focal de 1.3×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 1 et de 1.2×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 0.7. Pour le cas A et C, la pression maximale d'argon a été prise à 2 Torr ce qui correspond à la pression maximale utilisée. Pour le cas B qui utilise le jet de gaz pulsé, la pression équivalente est estimée à 2.3 Torr à la sortie du jet de gaz.

Comme énoncé à la section 4.2.2, le seuil pour conserver la qualité de la tâche focale est de 3 rad. Toutefois, étant donné les hypothèses et les approximations utilisées, une grande marge est préservée lors de l'analyse qualitative faite ci-dessous. Ainsi, pour une intégrale B inférieure à un ordre de grandeur du seuil ($I_B < 0.3$ rad), les conditions expérimentales sont jugées adéquates. Avec deux ordres de grandeur sous le seuil ($I_B < 0.03$ rad), les conditions expérimentales sont considérées excellentes.

À partir du tableau 5.3, on peut identifier les parties critiques du montage. Pour les trois cas de montage, la partie de la focalisation est critique. Cela est dû à l'augmentation forte et rapide de l'intensité et de l'effet non linéaire qui est proportionnel à l'intensité. L'intégrale B considère seulement le déphasage induit par les effets non linéaires. Toutefois, comme il a été démontré à la sous-section 4.3.3, un déphasage négatif est induit lorsqu'un plasma est produit. Ainsi, le déphasage au point focal est théoriquement surévalué.

La mosaïque ajoute une intégrale B de 0.035 rad pour tous les montages. À ce niveau seul et pour une énergie de 20 mJ, les conditions expérimentales sont alors limitées à être qualifiées adéquates.

Tableau 5.3 : Résultats de l'intégrale B pour chacune des parties des montages à une énergie de 20 mJ après compression. Cette énergie correspond à une intensité au point focal de 1.3×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 1 et de 1.2×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 0.7. La pression d'argon est de 2 Torr pour les cas A et C et de 2.3 Torr pour le cas B.

No. Partie	Description du montage	Intégrale B (Rad)		
		A	B	C
1	Fenêtre	0.47		
2	Tube	0.60	~0	0.005
3	Fenêtre	0.47		
4	2 ^e fenêtres à la parabole	0.001	~0	0.001
5	Mosaïque	0.035	0.035	0.035
6	Focalisation (parabole au point focal)	0.40	~0	1.61
6.1	Focalisation : partie jet de gaz		0.46	
Total		1.99	0.50	1.61

Pour le cas A, plusieurs parties critiques autres que la focalisation et la mosaïque s'ajoutent. On note que le fait de traverser les deux fenêtres suffit pour dégrader le faisceau. Aussi, la propagation à l'air ambiant dans le tube donne une intégrale B de 0.60 rad alors qu'elle est de 0.005 rad pour le cas C qui utilise un tube rempli d'argon à une pression de 2 Torr.

Ainsi, à une énergie de 20 mJ et pour une pression d'argon d'environ 2 Torr, les conditions expérimentales des 3 cas ne semblent pas adéquates pour préserver la qualité de la tache focale.

En somme, afin de s'assurer de la qualité de la tâche focale, il faut éviter que le faisceau laser traverse des fenêtres et se propage dans l'air ambiant. De plus, la densité à la sortie du jet de gaz semble trop élevée. Ces faits amènent à réfléchir sur la qualité du faisceau lors des expériences.

5.5.3 Intégrale B totale

Une fois les parties critiques identifiées, c'est le total de l'intégrale B qui est intéressant à analyser afin d'évaluer la qualité de la tache focale. Au tableau 5.4, les résultats d'intégrale B totale sont présentés pour une énergie de 20 mJ et pour différentes pressions pour les trois cas. Le total est calculé par la somme des intégrales B de chaque partie.

Tableau 5.4 : Résultats des intégrales B obtenus pour les trois cas à différentes pressions pour une énergie de 20 mJ soit une intensité au point focal de 1.3×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 1 et de 1.2×10^{20} W/cm² pour une ouverture numérique (NA) de 0.7.

Pression (Torr)	Intégrale B (Rad)		
	Cas A	Cas B	Cas C
0.040	1.59	0.043	0.067
0.500	1.68	0.14	0.44
2	1.99	0.44	1.61

Pour le cas A, on note que l'intégrale B est du même ordre de grandeur que le seuil de 3 rad, peu importe la pression d'argon. Malgré une diminution de la pression, l'intégrale B totale change peu. Ceci s'explique par le fait que les fenêtres et l'air ambiant traversés génèrent un déphasage élevé de 1.54 rad et que ce dernier est invariant avec la pression de l'argon.

Pour le cas B, il faudrait diminuer la pression de sortie du jet de gaz d'encore un ordre de grandeur pour que les conditions expérimentales soient jugées adéquates. Pour le cas C, une pression inférieure à 500 mTorr est nécessaire pour que les conditions expérimentales soient adéquates.

Un dernier facteur n'a pas encore été tenu en compte : l'énergie. Étant donné que l'intensité est directement proportionnelle à l'énergie, l'intégrale B l'est aussi. La figure 5.17 présente l'intégrale B en fonction de l'intensité pour les trois montages étudiés. Pour s'assurer de conserver le front de phase du laser, on doit travailler à une intensité laser inférieure à 2×10^{20} W/cm² pour le montage

A et inférieure à $8 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ pour le montage B. Pour le montage C, il faut travailler à une intensité inférieure à $5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$.

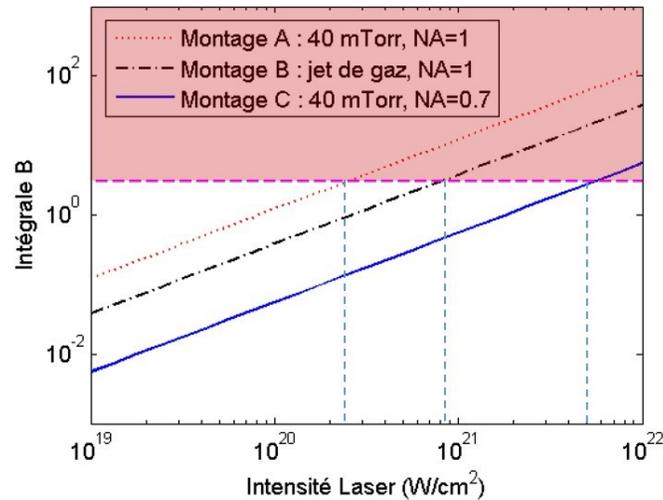


Figure 5.17 : Intégrale B en fonction de l'intensité laser pour les 3 variantes de montage.

En somme, les milieux traversés doivent être bien choisis lorsque l'on travaille à haute intensité afin de réduire les effets non linéaires. À partir de cette analyse, on en retient que la pression doit être maintenue basse et qu'un minimum de fenêtres doit être traversé. De plus, afin de minimiser le déphasage, la distance parcourue devrait être idéalement minimisée. Cependant, cette option n'est pas possible pour cette expérience.

5.6 Spectromètre d'électrons

La figure 5.18 montre le spectromètre d'électrons. Il s'agit d'un électroaimant qui, combiné à une caméra, permet de mesurer l'énergie des électrons. Il est constitué d'un cœur en fer doux et de deux bobines superposées et séparées par 8 mm. Lorsqu'un courant est appliqué sur la bobine présentée à la figure 5.18, un champ magnétique est généré suivant l'axe sortant de la feuille. Cet axe correspond à l'axe de propagation des électrons. L'électroaimant a une longueur de 2 cm suivant l'axe de propagation. L'entrée et la fin de l'électroaimant sont positionnées respectivement à 40 cm du point focal et à 22 cm de la caméra. Une fente d'une largeur de $10 \mu\text{m}$ est ajoutée à l'entrée du spectromètre pour sélectionner une portion du faisceau d'électrons et ainsi améliorer la résolution énergétique. La figure 5.19 présente le champ magnétique qui est produit sur l'axe de propagation des électrons lorsqu'un courant de 0.1 A est appliqué. Ainsi, les électrons, lors de leur

passage, sont déviés par la force de Lorentz à différents angles selon leur énergie. L'étalonnage du spectromètre est présenté en détail à la sous-section suivante.

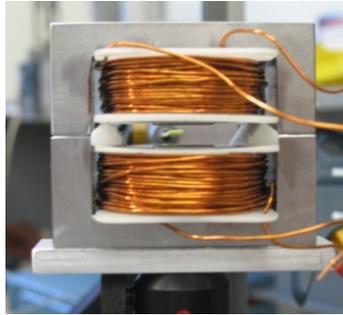


Figure 5.18 : Électroaimant utilisé comme spectromètre d'électrons afin de produire le champ magnétique nécessaire pour faire dévier les électrons lors de leur passage. L'axe de propagation des électrons correspond à l'axe sortant de la feuille.

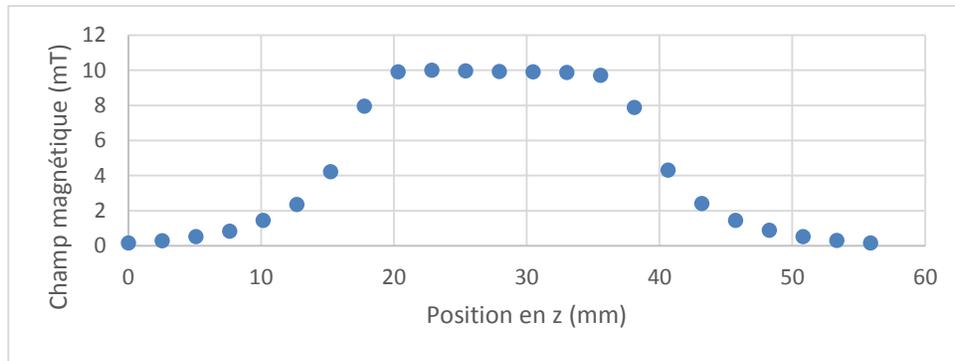


Figure 5.19 : Champ magnétique en fonction de l'axe z de propagation des électrons pour un courant appliqué de 0.1 A.

5.6.1 Étalonnage de l'axe de déviation des électrons

L'étalonnage du spectre d'électrons, que ce soit en abscisse ou en ordonnée qui sont respectivement l'axe de déviation des électrons ou le nombre d'électrons, se base sur les équations de l'annexe B.2 de la thèse de Glinec [63]. Il ne s'agit pas d'un étalonnage traditionnel basé par exemple sur des mesures avec des électrons d'énergies connues afin de déterminer la position d'impact sur le détecteur. Plutôt, la méthode d'étalonnage employée dans ce mémoire se base sur des relations mathématiques dérivées de la géométrie du spectromètre d'électrons et des spécifications du système de détection. Ainsi, cet étalonnage nous permet d'analyser nos mesures.

L'axe des abscisses est orienté selon la trace des électrons déviés par le champ électrique. Le but de l'étalonnage de l'axe des abscisses est de relier l'énergie des électrons à leurs positions détectées sur la caméra. Le référentiel utilisé dans la thèse de Glinec est présenté à la figure 5.20.

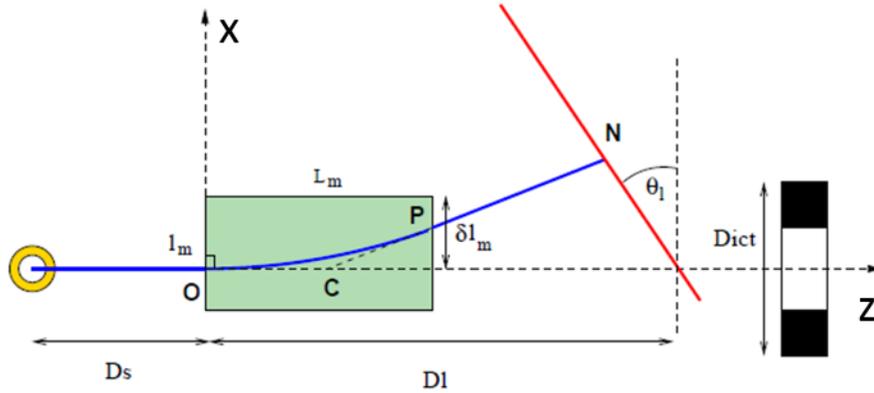


Figure 5.20 : Schéma du générique du montage expérimental et référentiel (image modifiée et tirée de [63]).
L'origine $z = 0$ est à l'entrée de l'aimant. L_m et l_m sont la longueur et la largeur de l'aimant. θ_1 est l'angle que fait le scintillateur par rapport à l'axe des x . D_s est la distance entre la source et l'entrée de l'aimant. D_l est la distance entre l'entrée de l'aimant et le scintillateur.

Le rayon de courbure (R) d'un électron qui est soumis à un champ magnétique B_m est donné par

$$R = \frac{\sqrt{E_0(E_0 + 2m_e c^2)}}{e c B_m}, \quad (\text{Éq. 5.5})$$

où c est la vitesse de la lumière, m_e est la masse de l'électron et e est la charge élémentaire. E_0 est l'énergie cinétique de l'électron et ce que l'on cherche pour faire l'étalonnage de l'axe des abscisses.

La position de l'électron à la sortie de l'aimant est donnée par le point P sur le référentiel présenté à la figure 5.20 dont les coordonnées sont

$$(z_p, x_p) = (L_m, R - \sqrt{R^2 - L_m^2}), \quad (\text{Éq. 5.6})$$

où L_m est la longueur de l'aimant.

Ensuite, il faut calculer les coordonnées du point C qui représente l'intersection de l'axe de propagation des électrons (z) et de la tangente de la trajectoire de l'électron au point P. Les coordonnées du point C sont données par

$$(z_C, x_C) = \left(\frac{z_P^2 + x_P^2}{2z_P}, 0 \right). \quad (\text{Éq. 5.7})$$

On peut alors calculer la position de l'électron sur le détecteur ce qui correspond au point N. Les coordonnées du point N sont données par

$$(z_N, x_N) = \left(D_L - x_N \tan \theta_l, \frac{(D_L - z_C)x_P}{z_P - z_C + x_P \tan \theta_l} \right), \quad (\text{Éq. 5.8})$$

où D_L est la distance entre l'entrée de l'aimant et le scintillateur et θ_l est l'angle du scintillateur par rapport à l'axe des abscisses.

D'un point de vue de la programmation, afin de trouver l'énergie associée à la position de l'électron, une fonction spline de l'énergie en fonction de la déviation (x_N) de l'électron est calculée pour une grande plage d'énergie. Ainsi, il est possible d'associer une énergie en tout point de l'axe des abscisses.

5.7 Détection du faisceau d'électrons

Le système de détection du faisceau d'électrons est constitué d'un ensemble d'instruments. Tout d'abord, les électrons traversent un feuillet d'aluminium qui filtre les réflexions provenant du laser. Ensuite, le faisceau d'électrons est converti en signal lumineux lorsqu'il traverse le scintillateur. Ce signal lumineux est acheminé au détecteur par un cône de fibre 2 : 1. Deux types de détecteurs sont utilisés : le tube photomultiplicateur (PMT) et la caméra.

Le PMT est utilisé sans le spectromètre d'électrons (voir figure 5.1a) afin de pouvoir optimiser le signal en modifiant les paramètres optiques tels que le positionnement de la mosaïque, le glissement en fréquence du laser, etc. Le PMT a aussi été utilisé pour détecter la différence de signal entre les deux modes TM01 et TE01. Une fois le signal optimisé, la caméra est utilisée, tout d'abord pour aligner le spectromètre d'électrons et la fente. Ensuite, la caméra est utilisée avec l'électroaimant pour mesurer l'énergie des électrons (voir figure 5.1b).

Dans cette section, chaque instrument du système de détection du faisceau d'électrons est analysé afin de pouvoir quantifier le nombre d'électrons produits en fonction du signal perçu par la caméra. Cette conversion a pour but de passer d'un nombre de comptes mesurés par la caméra à un nombre d'électrons. Pour faire cet étalonnage, on utilise la relation suivante [63]

$$\frac{dN_{el}}{dE}(E_0) = \left(\frac{Cts(E_0) ds_N}{\delta s_{pix} dE} \right) \left(\frac{dN_{cts} dN_{coll} dN_{cr}}{dN_{coll} dN_{cr} dN_{el}} \right)^{-1}, \quad (\text{Éq. 5.9})$$

où $Cts(E_0)$ est le nombre de comptes à une énergie E_0 donnée et δs_{pix} est la largeur d'un pixel. La déviation de l'électron (x_N) rapportée sur un écran en angle du détecteur est donnée par $S_N = x_N / \cos \theta_l$, où θ_l est l'angle que fait le détecteur avec l'axe des x qui est défini à la figure 5.20. dE est la plage d'énergie couverte par une distance ds_N sur l'écran du détecteur, $\frac{dN_{cr}}{dN_{el}}$ est la conversion du nombre d'électrons en nombre de photons par le scintillateur, $\frac{dN_{coll}}{dN_{cr}}$ est la collection par les optiques et $\frac{dN_{cts}}{dN_{coll}}$ est le rendement de la caméra, qui contrairement à ce qui a été fait dans la thèse de Glinec [63], est mesuré expérimentalement. La méthodologie sera présentée plus loin.

On pose que ds_N est égale à δs_{pix} , c'est-à-dire que les plages d'énergie sont délimitées en fonction de la largeur des pixels. C'est donc dE qui varie.

Les trois derniers termes de l'équation 5.9 sont détaillés dans les sous-sections suivantes en parallèle avec les instruments qui sont impliqués dans leurs calculs.

5.7.1 Scintillateur et feuillet d'aluminium

Le premier instrument analysé est le scintillateur EJ212 de 1 mm d'épaisseur. Il nous permet de convertir le signal électronique en signal lumineux. Afin de pouvoir quantifier cette conversion, le scintillateur EJ212 a été analysé théoriquement.

La conversion d'énergie électronique en énergie photonique nous permet de déterminer le nombre moyen de photons produits pour chaque électron qui se propage dans le scintillateur [63] :

$$\frac{dN_{cr}}{dN_{el}} = \frac{1}{E_{ph}} \epsilon \frac{dE}{dx} \delta x \quad (\text{Éq. 5.10})$$

La définition de chaque terme a été adaptée à nos conditions expérimentales et à l'information détenue sur le scintillateur EJ212. $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ est l'énergie d'un photon à la longueur d'onde centrale d'émission du scintillateur EJ212 qui est de 423 nm. $\epsilon = \frac{10\,000 \text{ photons}}{1 \text{ MeV}} E_{ph}$ est l'efficacité de conversion de l'énergie de l'électron en énergie de photons. Le ratio 10 000 photons/MeV provient de la fiche de spécification du scintillateur EJ212 [64]. $\delta x = 1 \times 10^{-1} \text{ cm}$ est l'épaisseur du

scintillateur, $\frac{dE}{dx}$ est estimé comme étant le pouvoir d'arrêt total du scintillateur EJ212. Il a été calculé à partir du programme ESTAR du NIST [65] pour un matériel unique dont le ratio d'hydrogène et de carbone est respectivement de 0.52 et 0.48. Les données du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie, une fois générées, ont été utilisées afin de faire une interpolation d'un polynôme de degré 6 sur une échelle semi-logarithmique de l'axe des abscisses. Ainsi, on obtient une fonction analytique du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie.

Pour des électrons d'énergie plus faible, l'équation 5.10 n'est pas valide. En effet, l'énergie d'un électron ne peut être supérieure à l'énergie lumineuse. Ce problème est illustré à la figure 5.21a qui montre l'énergie déposée dans le scintillateur pour deux cas. Le premier cas (courbe bleue) provient de l'équation 5.10. Le deuxième cas (courbe rouge) considère que toute l'énergie de l'électron est déposée dans le scintillateur. Cela correspond à l'énergie maximale qui peut être déposée. La figure 5.21b montre la combinaison des deux premiers cas soit l'énergie déposée selon l'équation 5.10 en la bornant par le maximum d'énergie qui peut être déposée.

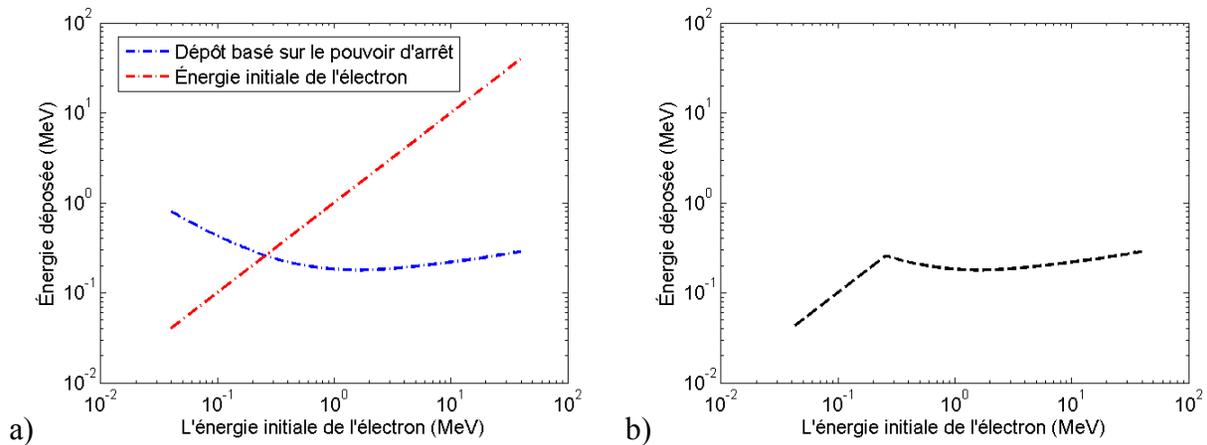


Figure 5.21 : a) L'énergie initiale de l'électron (en rouge) et l'énergie déposée selon l'équation 5.10 (en bleu). b) Énergie déposée sous condition (en noir) par un électron en fonction de son énergie d'entrée dans le scintillateur.

Il est important de noter que le dépôt d'énergie de l'électron dépend de son énergie initiale. Sur le spectre obtenu par la caméra, chaque pixel correspond à une plage d'énergie différente. Les pixels n'auront donc pas le même rapport de conversion. Il sera alors nécessaire d'associer la plage d'énergie à chaque pixel avant de quantifier la conversion faite par le scintillateur.

L'énergie des électrons (ΔE) qui est perdue lors de la propagation dans le feuillet d'aluminium utilisé est donnée par

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \delta x, \quad (\text{Éq. 5.11})$$

où $\frac{dE}{dx}$ est estimé par le pouvoir d'arrêt de l'aluminium [65] et δx est l'épaisseur de l'aluminium qui est de $10 \mu m$.

La figure 5.22 présente le résultat de cette analyse. On note que la perte d'énergie est inférieure à 10 % pour les électrons d'énergie supérieure à une centaine de keV. Dans le cadre de ce mémoire, cette perte est donc négligée.

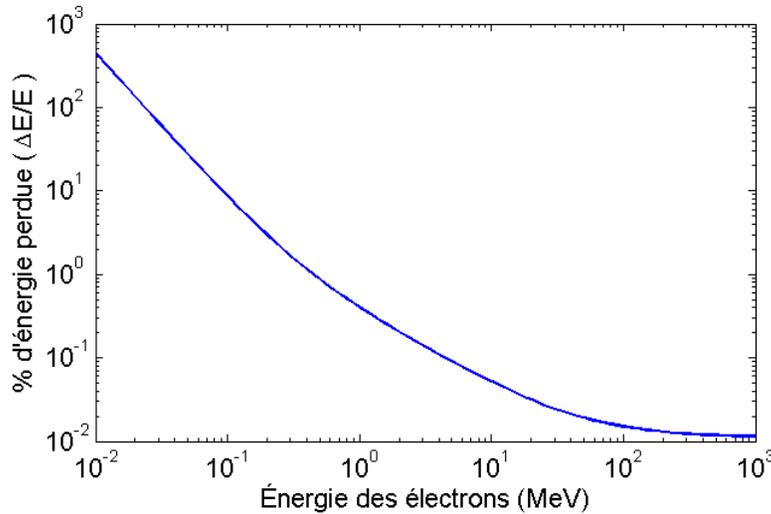


Figure 5.22 : Pourcentage d'énergie perdue dans le feuillet d'aluminium de $10 \mu m$ en fonction de l'énergie initiale des électrons entrants.

5.7.2 Collection des photons par les optiques

Selon la thèse de Glinec [63], la collection des photons par les optiques est le terme qui définit la portion de photons qui sort de la face arrière du scintillateur et qui se rend à la caméra. Dans notre cas, seulement la portion de photons sortant du scintillateur est évaluée par ce terme, car la transmission du cône de fibre est quantifiée de manière expérimentale à la sous-section suivante. La collection par les optiques est définie par [63]

$$\frac{dN_{Coll}}{dN_{cr}} = \xi \frac{\cos \theta_{CCD}}{\pi}, \quad (\text{Éq. 5.12})$$

où N_{coll} est le nombre de photons collectés par le cône de fibre ce qui équivaut au nombre de photons qui sortent du scintillateur, N_{cr} est le nombre de photons produits dans le scintillateur, $\xi = 0.65$ est la transmission de l'anthracène qui est le principal composant du EJ212 [64], $\frac{\cos \theta_{CCD}}{\pi}$ est une loi Lambertienne normalisée [63] et θ_{CCD} est l'angle que fait la caméra avec la droite perpendiculaire du scintillateur (dans notre cas $\theta_{CCD} = 0$).

On estime alors que 20.7 % des photons produits sortent du scintillateur pour ainsi atteindre le cône de fibre.

5.7.3 Caméra

La camera (Spectral Instruments Inc., 1000 series) est munie d'un système de refroidissement à l'eau afin de contrôler le bruit thermique et ainsi avoir une meilleure sensibilité. La taille d'un pixel est de $13.5 \mu m \times 13.5 \mu m$. Toutefois, un pixel couvre une région de $27 \mu m \times 27 \mu m$ à cause du rapport de 2:1 du cône de fibre. L'utilisation de la caméra est présentée en trois sous-sections : (1) l'étalonnage de la caméra afin de passer d'un nombre de comptes à un nombre de photons, (2) le traitement de l'image pour préparer l'étalonnage et (3) la résolution énergétique du spectre étalonné.

Étalonnage expérimentale

L'étalonnage de la caméra permet de quantifier le nombre de photons nécessaires pour obtenir un compte sur la caméra. L'étalonnage se base sur la relation suivante

$$\frac{dN_{cts}}{dN_{coll}} = \frac{N_{cts}}{N_{coll}}, \quad (\text{Éq. 5.13})$$

où N_{coll} , défini ci-dessous à l'équation 5.14, est le nombre total de photons estimé qui entre dans le scintillateur et N_{cts} est le nombre de comptes produits sur la caméra par ce nombre de photons. N_{coll} et N_{cts} sont mesurés expérimentalement.

L'expérience utilise un faisceau de 400 nm afin de simuler les photons sortant du scintillateur. Le montage, tel que schématisé à la figure 5.23, est placé à la sortie d'une source laser à 800 nm de 10 Hz. Afin d'obtenir un faisceau de 400 nm, un cristal de BBO est utilisé pour doubler la fréquence de l'onde incidente. Étant donné que l'efficacité de doublage de la fréquence n'est pas parfaite, il reste des photons à 800 nm à la sortie du cristal de BBO. Deux miroirs dont le coefficient

de réflexion maximal est centré à 400 nm sont utilisés pour filtrer le faisceau. Le cône de fibre est inclus dans le montage, sa transmission est alors considérée dans la mesure du nombre de comptes.

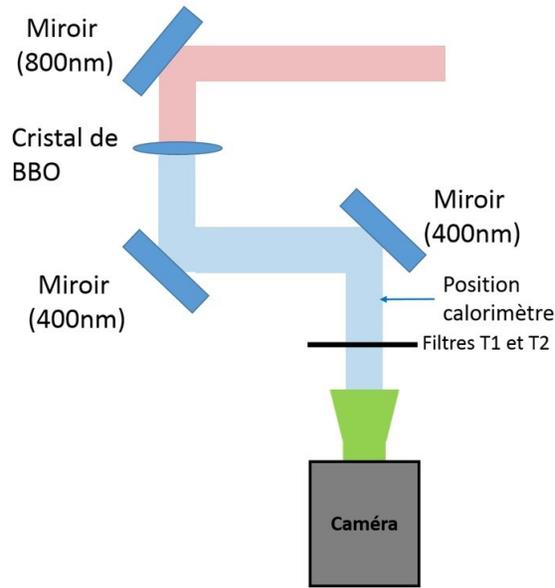


Figure 5.23 : Montage utilisé pour évaluer la collection par les optiques et le rendement de la caméra.

Pour évaluer le nombre de photons dans le faisceau (N_{coll}), un calorimètre a été utilisé afin de mesurer la puissance. La conversion de puissance en nombre de photons qui entrent dans le cône de fibres pour atteindre la caméra est donnée par

$$N_{coll} = \frac{P}{f_{tir} E_{ph}} \frac{T_1 T_2}{T_{calo}}, \quad (\text{Éq. 5.14})$$

où P est la puissance mesurée par le calorimètre, f_{tir} est la fréquence de tir (dans notre cas 10 Hz) et $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ est l'énergie d'un photon de la longueur d'onde centrale du spectre (400 nm). T_1 et T_2 sont la transmission des filtres utilisés, tandis que T_{calo} est le filtre en avant du calorimètre. L'utilisation de filtres est nécessaire afin de ne pas saturer la caméra. La puissance est mesurée avant les filtres, car le calorimètre n'est pas suffisamment sensible pour faire la lecture une fois le faisceau atténué par les filtres T_1 et T_2 . Chacun des filtres est caractérisé expérimentalement. Les détails de la caractérisation se trouvent à l'annexe B. La transmission des filtres T_1 , T_2 et T_{calo} sont respectivement 0.050 ± 0.002 , 0.078 ± 0.002 et 0.114 ± 0.007 .

Pour chaque acquisition d'image sur la caméra, une image sans le laser en fonction est prise préalablement. Ceci permet de soustraire le bruit de fond et ainsi d'évaluer le nombre de comptes

sur la caméra. La figure 5.24 présente une image obtenue après la soustraction du bruit de fond. Un encadré montre la région sur laquelle la somme de tous les comptes est faite. Cette surface est délimitée de manière à contenir tout le signal généré par le laser sans, toutefois, accumuler trop de bruit inutile. L'intégration du nombre de comptes a été faite sur deux séries d'images afin de valider le résultat.

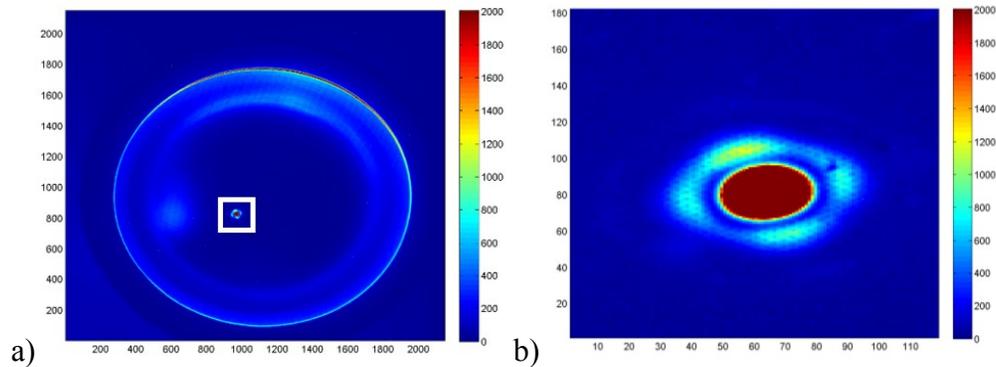


Figure 5.24 : Image obtenue pour quantifier la transmission du système de détection a) Image type après soustraction. L'encadré blanc représente la surface intégrée. b) Agrandissement de la surface intégrée.

En substituant dans l'équation 5.13 le nombre total de comptes (N_{cts}) et le nombre de photons incidents estimé (N_{coll}) par leurs valeurs calculées, on obtient une moyenne sur les deux séries de $4.7364e+003$ photons pour un compte sur la caméra.

Traitement d'images

Avant d'extraire l'information, l'image acquise avec la caméra doit être traitée. Tout d'abord, deux images sont nécessaires pour en extraire le spectre d'électrons telles qu'illustrées à la figure 5.25. La première est ce que l'on appelle la trace de l'ordre 0, c'est-à-dire l'image que l'on obtient lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique. Sur la figure 5.25a, les différentes régions nécessaires au traitement sont indiquées par un encadré. La deuxième (figure 5.25b) est une image pour laquelle il y a présence d'un champ magnétique et sur laquelle l'image de la trace de l'ordre 0 est soustraite. On voit la trace des électrons qui après l'étalonnage correspondra au spectre d'électrons.

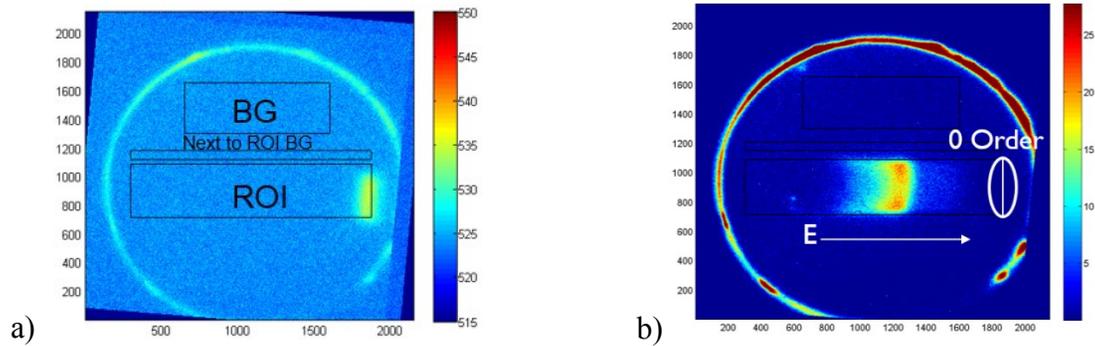


Figure 5.25 : a) Image de la trace de l'ordre 0. La nomenclature des régions d'intérêt y est inscrite. ROI : Région d'intérêt (Region Of Interest), BG : Arrière plan (Background), Next to ROI BG : L'arrière-plan pris le plus près possible du ROI sans toutefois contenir du signal. b) Image du signal typique après la soustraction de l'image de la trace de l'ordre 0.

Afin de traiter les images, chacune a subi un filtre médian. Il a été appliqué sur une matrice de n pixels de côté (dans notre cas, $n=5$). Afin de simplifier l'étalonnage, une rotation de l'image a été faite afin de rendre la trace d'électrons horizontale.

L'étape suivante est de soustraire l'ordre 0. Cependant afin de s'assurer que le niveau de bruit est constant, un ratio moyen entre les deux images a été fait. Seule la région BG a été considérée dans le calcul de cette moyenne. Donc, sur l'image avec signal, on a d'abord soustrait l'ordre 0 multiplié par le ratio moyen. Aussi, toutes les valeurs de pixels négatives ont été mises à 0.

Une fois le traitement d'image terminé, la région d'intérêt a été extraite et disposée en forme de colonnes. On prend la somme sur les colonnes pour avoir le nombre de comptes associés à une énergie d'électrons donnée. L'étalonnage explicité dans les sous-sections précédentes est finalement appliquée. L'étalonnage est aussi appliqué à la région (Next to Roi BG) avoisinante de la trace d'électron afin d'avoir une idée de l'arrière-plan résiduel près de la trace.

Résolution énergétique

Une fois les régions ROI et Next to ROI BG extraites et étalonnées, la position de chacun des pixels correspond à une énergie (voir sous-section 5.6.1). La figure 5.26 montre le positionnement de l'ordre 0 par rapport à l'énergie des électrons obtenue suite à l'étalonnage de l'axe des abscisses seulement. Cette figure est tirée de la région d'intérêt (ROI) de l'image de l'ordre 0 qui est présentée à la figure 5.25a. L'axe des ordonnées présente le nombre moyen de comptes dans la région d'intérêt (ROI) à une énergie d'électrons donnée. Sur cette figure, on observe que la densité

de point est grandement réduite au-delà de 15 MeV, car, près de l'ordre 0, un pixel couvre une plage d'énergie de plus de 1 MeV. Par conséquent, la résolution énergétique des spectres étalonnés est limitée à 15 MeV. Ainsi, la résolution est perdue et l'erreur sur la mesure augmente grandement.

La figure 5.26 montre aussi que le niveau de bruit moyen est de 524 comptes sur la caméra et que, pour les électrons qui ont une énergie au-delà de 1 MeV, du signal provenant des électrons de l'ordre 0 est soustrait en trop au signal provenant des électrons déviés par le champ magnétique. Ainsi, les spectres étalonnés sous-évaluent le signal produit par les électrons d'énergie supérieure à 1 MeV.

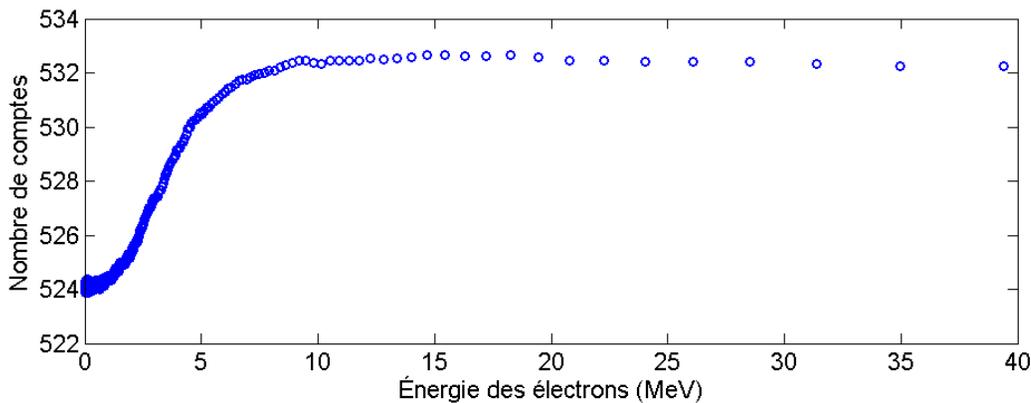


Figure 5.26 : Positionnement dans la région d'intérêt (ROI) de la trace de l'ordre 0 par rapport à l'énergie des électrons. Cette trace représente la moyenne de signal à une énergie d'électrons donnée et elle est soustraite au signal avant l'étalonnage.

5.7.4 Tube photomultiplicateur (PMT)

Le PMT est l'instrument de mesure qui permet de convertir le signal lumineux en signal électronique. Il amplifie le signal jusqu'à un facteur de 10^6 . Son maximum de sensibilité de détection est centré à 400 nm et il a une réponse de 80 mA/W pour la longueur d'onde centrale du scintillateur qui est de 423 nm. Pour faire la lecture du signal, le PMT est connecté à un oscilloscope Tektronix TDS5054B qui est synchronisé avec le laser grâce à une photocathode placée sur une fuite du laser près du compresseur. Le temps de montée de la réponse du scintillateur étant de 9 ns, le maximum du signal est alors à environ 9 ns de l'indicateur du déclenchement du laser.

La mesure prise est l'écart entre le bruit et le minimum du signal en volt. La mesure est le résultat d'une moyenne sur 200 tirs, ce qui correspond à une acquisition de 20 s à un taux de répétitions de 10 Hz. La moyenne est nécessaire pour stabiliser le signal, car l'énergie du laser fluctue de tir en tir.

Comme il a été démontré dans les sous-sections précédentes, l'étalonnage dépend de l'énergie de l'électron. On ne peut pas discriminer la distribution énergétique avec le PMT. Il n'est donc pas possible d'étalonner la mesure. Ainsi, pour un signal plus fort, on ne peut pas déterminer si cela est dû à une augmentation du nombre d'électrons ou à des électrons d'énergie plus élevée. Par conséquent, les mesures faites avec la caméra sont nécessaires pour bien comprendre la dynamique.

5.8 Procédures d'alignement

Plusieurs procédures d'alignement de différentes parties du montage sont nécessaires pour optimiser les mesures. Afin de faciliter la présentation, les procédures sont divisées selon les quatre composantes critiques à la prise de mesures : le laser, les électrons, la mosaïque et le spectromètre d'électrons.

5.8.1 Laser

Étant donné la complexité du montage et de la haute intensité laser, des caméras sont disposées à différents endroits pour vérifier l'alignement du laser par la réflexion de certaines composantes optiques. L'emplacement des caméras est présenté à la figure 5.27. Ils sont nommés « far field # » et « near field # » pour désigner le champ lointain et le champ proche. Leurs abréviations FF# et NF# sont utilisées par la suite. La première étape d'alignement se fait en premier lieu avec une diode laser fibrée centrée à 675 nm ce qui permet de préparer l'alignement lorsque le laser 200 TW n'est pas disponible.

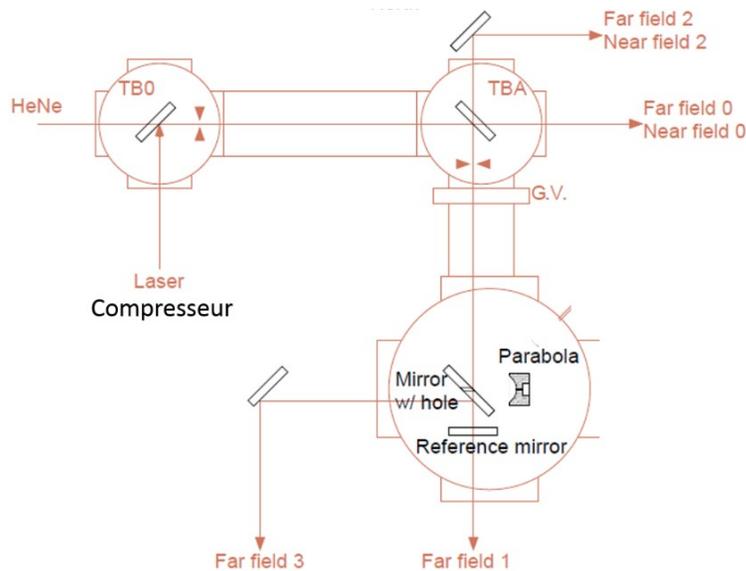


Figure 5.27 : Détails et nomenclatures de différentes composantes du montage nécessaires pour l’alignement du faisceau laser (Image modifiée [66]).

Tout d’abord, (1) la diode est alignée avec les iris présents à la sortie du compresseur et de la TB0 (abréviation pour « turning box 0 »). Deux caméras pointent vers ces iris pour compléter leurs alignements. Ensuite, (2) le miroir de la TB0 est aligné en centrant dans le FF0 la portion du faisceau laser transmise par le miroir de la TBA. Puis, (3) le miroir de la TBA doit être aligné de manière similaire en centrant, dans le FF1, la portion du faisceau laser transmise par le miroir troué et le miroir de référence. (4) L’étape suivante consiste au positionnement du miroir de référence qui se situe dans la chambre à expérience. Il suffit d’aligner la réflexion de la diode produite par le miroir de référence sur la sortie de la fibre de cette diode. Une fois cette étape complétée, (5) le FF2 est aligné sur cette réflexion. Le FF2 est utilisé pour l’alignement de la parabole et du miroir troué. Le but de cette prochaine étape (6) est de trouver la réflexion du contour de la parabole sur le FF2. Une itération entre l’ajustement de la parabole et du miroir troué permet d’optimiser la forme et la taille de la tache focale. La réflexion de la tache focale doit être la plus petite possible et la plus symétrique possible. De plus, on doit y retrouver le moins d’aberrations possible.

La tache focale est optimisée par deux méthodes. La première méthode a été présentée à la sous-section 5.3.1 qui porte sur la tache focale. Elle utilise une sphère réfléchissante située au point focal et où son image est captée dans le FF2. La deuxième méthode nécessite que l’alignement du laser 200 TW soit terminé et que le système de détection des électrons avec le PMT soit installé, car cette méthode se base sur l’optimisation du signal provenant des électrons.

Une fois que toutes les composantes sont préalablement alignées avec la diode, il suffit d'introduire dans la chambre à expérience le laser 200 TW en prenant le soin de l'aligner sur les iris de la sortie du compresseur et de la TB0. Pour terminer, il faut vérifier l'alignement de chacune des composantes avec le laser en suivant les étapes décrites précédemment pour l'alignement de la diode.

5.8.2 Électrons

Plusieurs ajustements fins de l'alignement doivent être faits pour optimiser le signal des électrons. Tout d'abord, un compteur Geiger-Müller est utilisé afin de détecter un signal faible. Pour trouver le signal, une itération de l'alignement de la parabole et du miroir troué est faite tout en s'assurant que la réflexion du contour de la parabole demeure dans l'image de la caméra du FF2. Une fois un signal capté par le compteur Geiger-Müller, il faut continuer d'optimiser la position de ces deux composantes jusqu'à ce que le signal soit perçu par le PMT.

Lorsque le signal est perçu sur le PMT, quelques itérations supplémentaires sont nécessaires pour s'assurer que le signal est optimal. Ensuite, le front d'onde du laser est ajusté avec le miroir déformable. Le front d'onde est analysé et il est corrigé automatiquement par le miroir déformable. Puis, de légères aberrations, telles que la focale et l'astigmatisme, sont ajoutées manuellement afin d'obtenir un signal maximal. Par la suite, un balayage du glissement en fréquence (« chirp ») est fait. Il a été noté que le glissement en fréquence a une grande influence sur le signal. Les trois manipulations décrites ci-dessus sont refaites à quelques reprises pour converger vers un réglage optimal des composantes.

5.8.3 Mosaïque

Lors du positionnement de la mosaïque, il faut absolument conserver la symétrie. La mosaïque doit alors être bien centrée sur le faisceau laser. Pour ce faire, la caméra positionnée au NF0 et l'iris de la TB0 sont utilisés. De plus, sur cette même caméra, on peut s'assurer que la mosaïque est bien perpendiculaire au faisceau laser. Il importe de vérifier que les deux croix sont bien superposées. La présence de ces deux croix s'explique par le fait que la mosaïque est constituée de deux lames chacune composée de quatre quadrants entre lesquelles il y a un espace fin.

5.8.4 Spectromètre d'électrons

Le spectromètre d'électrons, rappelons-le, est constitué d'un électroaimant et d'une fente. Pour commencer l'alignement, la caméra est installée et la fente est retirée. La fin de l'aimant est positionnée à 22 cm du scintillateur. Le positionnement horizontal et vertical de l'électroaimant est fait à l'œil en se basant sur la position du trou du miroir par lequel passent les électrons. La chambre est remise sous vide, car l'intensité nécessaire pour voir le signal des électrons sur la caméra est élevée. Ensuite, une image est prise pour 100 tirs. On y voit les contours du spectromètre qui bloque le passage des électrons. La chambre est remise à l'air ambiant et le spectromètre est déplacé en fonction de l'image. On itère ces étapes jusqu'à ce que le faisceau d'électrons soit bien placé au centre du spectromètre. Ensuite, la fente est ajoutée au centre de la face du spectromètre qui est le plus près du miroir troué. Une vérification de son positionnement est faite suivant les étapes énoncées précédemment. La fente ou le spectromètre peuvent être déplacés pour une correction.

6 RÉSULTATS ET DISCUSSION

Les résultats sont séparés en trois sous-sections dont les deux premières correspondent aux deux moyens de détection soit le PMT et la caméra. La première sous-section présente et analyse les rapports des signaux obtenus avec le PMT et les deux modes TM01 et TE01 pour les montages A et C. La seconde sous-section présente et discute les spectres étalonnés des électrons obtenus avec le montage B pour des intensités inférieures à 10^{21} W/cm². La troisième sous-section montre les résultats de l'exploration de l'accélération réalisée à haute intensité laser ($> 10^{21}$ W/cm²) avec le montage B.

6.1 Rapports de charges (radiale/azimutale) des montages A et C

Par ses expériences, nous désirons démontrer l'effet du champ longitudinal qui caractérise l'accélération d'électrons par champ direct. Pour ce faire, les mesures prises avec la polarisation radiale sont comparées à celles obtenues avec la polarisation azimutale où le champ longitudinal est négligeable.

6.1.1 Résultats

Comme première étape d'analyse de l'accélération directe par champ laser, le signal du PMT obtenu avec le mode TM01 (S_{Rad}) est divisé par celui obtenu avec le mode TE01 (S_{Azi}) à énergie laser constante. Ainsi, un rapport de 1 ($S_{Rad}/S_{Azi} = 1$) signifie que le mode TE01 produit autant de signaux électroniques que le mode TM01. Lorsque le rapport augmente ($S_{Rad}/S_{Azi} > 1$), c'est le signal électronique obtenu avec le mode TM01 qui domine.

L'effet de la pression sur l'accélération d'électrons est d'abord étudié. La pression la plus faible est fixée à 40 mTorr, ce qui correspond à la situation où le signal est minimal. La variation de pression n'est possible qu'avec les montages A et C (voir figure 5.16). Pour une pression et une polarisation données, un balayage en intensité est ensuite effectué.

La figure 6.1 présente les rapports (S_{Rad}/S_{Azi}) obtenus avec le montage A, soit pour une ouverture numérique (NA) de 1, en fonction de l'intensité pour différentes pressions. Dans le montage A (voir figure 5.16a), seule la chambre d'expérience est remplie d'argon. Le tube est à l'air ambiant et il est isolé par deux fenêtres. Cette configuration limite le balayage d'intensité laser à un maximum de 10^{20} W/cm². Pour une polarisation donnée, les mesures sont recueillies en fixant la

pression dans la chambre et en variant l'intensité laser. Ensuite, la mosaïque qui se trouve à l'air ambiant est tournée entre chaque balayage d'intensité pour modifier la polarisation. Ces séries de mesures sont prises à trois pressions différentes et pour chacune des polarisations radiale et azimutale.

On note sur la figure 6.1 que pour toutes les intensités respectives, les rapports obtenus pour une pression de 2 Torr sont les plus élevés suivis par ceux obtenus pour une pression de 500 mTorr. Les rapports les plus faibles sont obtenus pour une pression de 40 mTorr. Avec ce montage, on remarque aussi que les rapports décroissent lorsque l'intensité augmente, et ce pour toutes les pressions.

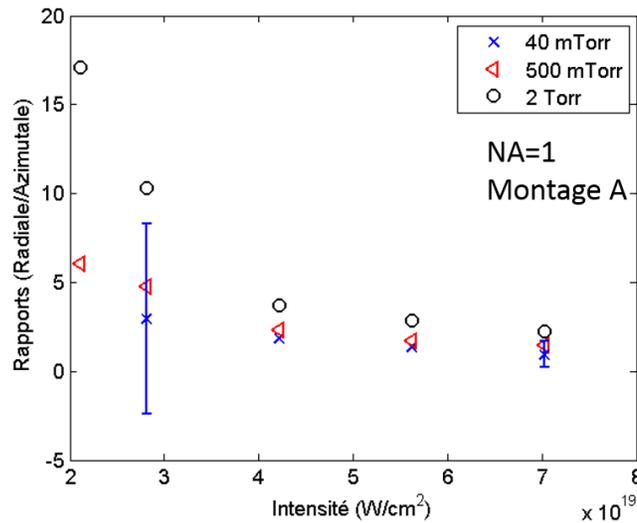


Figure 6.1 : Rapports du signal du PMT obtenu par la polarisation radiale sur celui obtenu avec la polarisation azimutale en fonction de l'intensité laser pour différentes pressions. Le montage A utilisé est celui présenté à la figure 5.16a. Seule la chambre d'expérience est remplie d'argon, le tube est à l'air ambiant séparé par 2 fenêtres. L'ouverture numérique est de $NA=1$. Les deux barres d'erreurs verticales équivalent à un écart-type de la fluctuation du rapport.

La figure 6.2 présente les rapports (S_{Rad}/S_{Azi}) du signal du PMT obtenu avec le montage C (voir figure 5.16c) et les deux polarisations en fonction de l'intensité pour une ouverture numérique (NA) de 0.7. Pour le montage C, toute l'enceinte est remplie d'argon. L'ouverture numérique (NA) de 0.7 est obtenue en réduisant de moitié le diamètre du faisceau laser avec un iris. L'étalonnage de l'intensité prend en compte cette variante comme expliqué à la section 5.3.4. Une série de mesures est effectuée en balayant en intensité laser, et ce, pour une polarisation donnée et pour une

pression de 40 mTorr. D'autres séries de mesures sont ensuite prises pour des pressions supérieures. Lorsque le balayage de la pression est terminé, seulement le tube est remis à l'air ambiant pour tourner la mosaïque afin de changer la polarisation.

La figure 6.2 montre, pour une intensité donnée, que les rapports obtenus pour une pression de 40 mTorr sont supérieurs à ceux obtenus à pression plus élevée. Les rapports obtenus à 2 Torr sont légèrement plus élevés que ceux obtenus à 500 mTorr. On observe aussi, pour chacune des pressions, une décroissance du rapport lorsque l'intensité augmente.

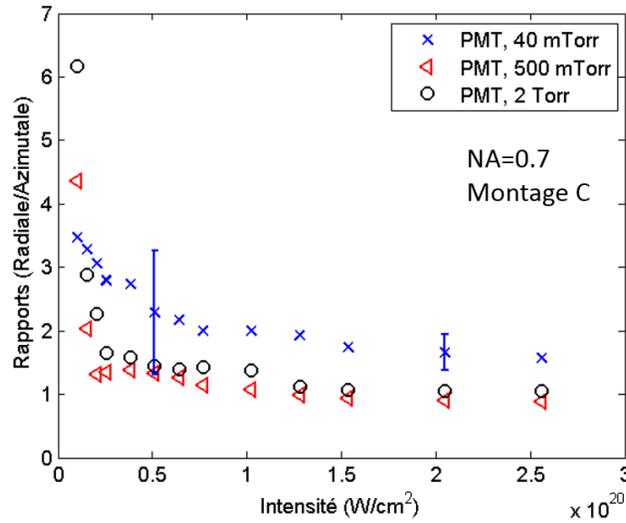


Figure 6.2 : Rappports du signal du PMT obtenu par la polarisation radiale sur celui obtenu avec la polarisation azimuthale en fonction de l'intensité pour différentes pressions. Le montage C utilisé est celui présenté à la figure 5.16c. Pour ce montage, toute l'enceinte incluant le compresseur est remplie d'argon. L'ouverture numérique est de NA= 0.7. Les barres d'erreurs verticales équivalent à un écart type de la fluctuation du rapport.

Sur chacune de ces deux figures 6.1 et 6.2, deux barres sont présentes afin de montrer l'ordre de grandeur de la fluctuation du rapport en fonction de l'intensité. Les barres sont calculées par

$$\Delta Ratio = \sigma_{Rad} \frac{1}{S_{Azi}} + \sigma_{Azi} \frac{S_{Rad}}{S_{Azi}}, \quad (\text{Éq. 6.1})$$

où S_{Rad} et S_{Azi} sont la moyenne sur 200 tirs laser du signal du PMT obtenu avec la polarisation radiale (mode TM01) et la polarisation azimuthal (mode TE01), respectivement. σ_{Rad} et σ_{Azi} sont l'écart type de la fluctuation du signal des électrons sur la moyenne de 200 tirs pour la polarisation radiale et azimuthale. Les barres d'erreur sont très grandes à basse intensité, car le signal du PMT

est faible. À une intensité plus élevée, les barres d'erreurs sont plus petites, car le signal du PMT est plus grand.

6.1.2 Discussion

Le but premier de la comparaison des signaux obtenus avec le mode TM01 et TE01 est de montrer la force du champ longitudinal en fonction de la configuration expérimentale et des paramètres utilisés. Pour comprendre les courbes des rapports et pour en lire l'efficacité de l'accélération par champ direct, il faut tout d'abord comprendre le signal du PMT et ses limites. Ensuite, l'influence de l'intensité et de la pression sur le rapport est discutée.

Limitations du PMT

Comme mentionné à la section 5.7.4, le signal mesuré par le PMT ne permet pas de discriminer l'énergie des électrons. La mesure obtenue avec le PMT est proportionnelle à la somme des produits du nombre de charges et de leur énergie. Trois cas ressortent pour expliquer un signal plus élevé. Le premier est que les électrons sont plus énergétiques. Le second est le cas où la quantité de charges détectées est plus grande. Le dernier cas est la combinaison des deux premiers. On comprend donc qu'il est nécessaire d'utiliser un moyen de détection permettant de discriminer l'énergie des électrons. Ce moyen est l'utilisation du spectromètre d'électrons décrit à la section 5.6. Il permet la discrimination spatiale de l'énergie des électrons par l'application du champ magnétique. Ces résultats sont présentés à la section 6.2. Les figures 6.1 et 6.2 montrent des rapports supérieurs à 1 pour la majorité des conditions expérimentales ce qui indique que le champ électrique longitudinal a un impact significatif sur soit la quantité de charges accélérées ou sur le gain d'énergie de ces charges.

Intensité

Lorsque l'intensité augmente, le rapport diminue et semble tendre vers 1. Le signal correspond à la somme du nombre de charges multiplié par son énergie. Cependant, en analysant la partie détection de l'expérience qui est détaillée à la section 5.7, il a été montré à la figure 5.21 que le scintillateur utilisé n'est pas suffisamment épais pour que les électrons d'énergie supérieure à 250 keV déposent toute leur énergie dans le scintillateur. Par exemple, un électron de 250 keV et un électron de 1 MeV ont tous deux une énergie à convertir limitée à 250 keV qui se traduit en un nombre voisin de photons. Donc, étant donné la réponse du scintillateur pour les hautes énergies,

si les électrons accélérés par les deux polarisations avaient une énergie supérieure à 250 keV, il se pourrait alors qu'une différence minime soit observée entre les signaux obtenus avec les deux polarisations. Ainsi, une des raisons qui pourrait expliquer que le rapport tend vers 1 est qu'à haute intensité des électrons atteignent des énergies supérieures à 250 keV. Il est donc nécessaire de résoudre le signal énergétiquement.

Variation de pression

Avec la diminution de la pression, le signal du PMT diminue pour les deux polarisations. En variant la pression, on s'attend à ce que le rapport varie aussi d'une façon constante (soit à la hausse, soit à la baisse) et que la tendance soit la même pour les résultats obtenus avec les montages A et C. Toutefois, en regardant les figures 6.1 et 6.2, on observe que la relation entre la pression et le rapport n'est pas évidente. En plus de cela, elle n'est pas la même pour les deux montages A et C qui ont deux ouvertures numériques différentes. Comme les 2 types de montage utilisent le même système de détection, on s'attendrait alors à une même tendance dans les deux cas. On observe au contraire une tendance qui varie entre les montages A et C.

Avec les intensités utilisées, les effets non linéaires deviennent importants d'autant plus que, comme l'indique l'équation 4.3, l'indice de réfraction non linéaire augmente avec la pression. Comme il est expliqué à la section 4.2 et calculé en détail à la section 5.5, cet effet non linéaire est quantifié par le calcul de l'intégrale B. Une différence de déphasage de 3 rad est suffisante pour affecter la qualité de la tache focale. Au minimum, un ordre de grandeur sous ce seuil est conseillé.

À partir de l'analyse de l'intégrale B, pour le montage A et pour l'énergie maximale utilisée de 12 mJ qui correspond à une intensité de 7×10^{19} W/cm² (= 0.4 TW), les intégrales B pour toutes les pressions sont près de l'ordre de grandeur du seuil de 3 rad. Étant donné la relation de proportionnalité de l'intégrale B avec l'énergie, on peut déduire qu'il faut avoir une intensité plus faible d'au moins un ordre de grandeur pour atteindre un résultat d'intégrale B qui garantit la conservation de la qualité du front d'onde lors de la propagation du faisceau. On peut alors affirmer qu'une intégrale B si élevée affecte considérablement la phase du front de l'onde ce qui pourrait détériorer la qualité de la tache focale lorsqu'un tel faisceau est focalisé. Lorsque la pression est augmentée, pour une intensité donnée, la variation du rapport qui est observée à la figure 6.1 pourrait donc être expliquée par le fait que les conditions expérimentales rendent la valeur de l'intensité au point focal incertaine pour ce montage.

L'intégrale B pour le montage C montre des résultats plus intéressants à basse pression (40 mTorr). Pour l'énergie laser maximale de 45 mJ utilisée avec ce montage qui correspond à une intensité au point focal de 2.6×10^{20} W/cm², les intégrales B obtenues à 40 mTorr, 500 mTorr et 2 Torr sont respectivement 0.15 rad, 0.97 rad et 3.6 rad. À une énergie laser de 45 mJ, l'intégrale B est plus faible que le seuil (3 rad) de plus d'un ordre de grandeur pour une pression d'argon de 40 mTorr. Pour une pression de 500 mTorr, l'intégrale B est inférieure au seuil de moins d'un ordre de grandeur. Pour une pression de 2 Torr, il est du même ordre de grandeur. Ce résultat est cohérent avec les résultats présentés à la figure 6.2 où l'on note que les rapports pour une pression de 40 mTorr sont plus élevés. Ils sont suivis par ceux de 2 Torr qui sont très près des rapports obtenus avec une pression de 500 mTorr. Pour ces deux dernières pressions, leurs intégrales B sont suffisamment élevées pour qu'il y ait de l'interférence au point focal et, ainsi, induire une incertitude au niveau de l'intensité de la tache focale.

Les résultats de l'intégrale B montrent que le montage A n'est pas approprié pour l'acquisition de mesures pour toutes les pressions tandis que le montage C l'est seulement pour une pression de l'ordre ou inférieure à 40 mTorr. Ainsi, à la figure 6.2, par des rapports supérieurs à 1 pour toutes les intensités laser, la courbe obtenue pour une pression de 40 mTorr démontre l'effet du champ longitudinal de l'accélération par champ direct. Toutefois, étant donné les limitations de la méthode de détection utilisée, il n'est pas possible d'identifier de quelle nature est cette différence entre les signaux obtenus avec le mode TM01 et le mode TE01. Cette différence est due soit à l'augmentation du nombre de charges ou à des énergies d'électrons plus élevées. Les spectres d'électrons étalonnés sont alors nécessaires.

6.2 Spectres d'énergie des électrons et rapport de charges (montage B)

Dans cette sous-section, les résultats obtenus à partir de la détection faite avec un électroaimant et une caméra pour discriminer les énergies des électrons sont présentés et discutés.

6.2.1 Résultats

Les spectres d'électrons sont pris à différentes intensités laser et avec les polarisations radiale et azimutale. Le montage utilisé est celui présenté à la figure 5.16 (montage B). La propagation du faisceau laser se fait dans le vide excepté près de la tache focale où le jet de gaz en mode pulsé est utilisé pour injecter de l'argon. À cet endroit, la densité d'argon produite par le jet de gaz est

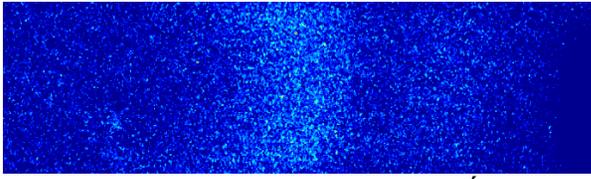
estimée à $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Pour cette expérience avec le jet de gaz, l'ouverture numérique (NA) est de 1. Les spectres bruts obtenus avec la caméra sont présentés suivis des spectres étalonnés. Ensuite, le résultat de l'intégration des charges sur tout le spectre à différentes intensités laser est présenté. Pour terminer, les rapports (S_{Rad}/S_{Azi}) obtenus à partir de l'intégration de charges pour différentes plages d'énergie des électrons sont présentés.

Traces des électrons

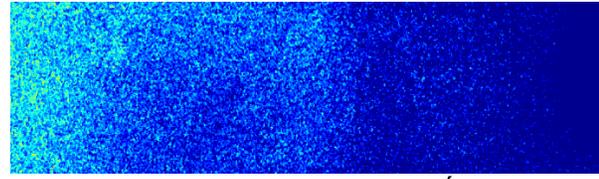
La figure 6.3 présente les traces des électrons captées par la caméra pour chacune des intensités laser. Les électrons sont déviés par un champ magnétique de 6.3 mT. L'image a subi le traitement qui est expliqué à la section 5.7.3. L'acquisition en mode TM01 et TE01 est réalisée jusqu'à 10^{21} W/cm^2 ce qui est la limite donnée par l'intégrale B (voir figure 5.17).

Sur chacune des figures 6.3a et 6.3b, une flèche indique le sens des énergies croissantes. Cette flèche pointe vers la droite où l'on retrouve l'ordre 0. À partir des spectres présentés aux figures 6.3a à 6.3f, on remarque que plus l'intensité augmente, plus il y a d'électrons et plus le paquet d'électrons se déplace vers l'ordre 0, c'est-à-dire le paquet d'électrons gagne de l'énergie.

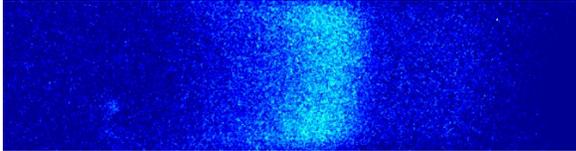
Lors de l'acquisition des traces des figures 6.3b, 6.3d et 6.3f, une fuite de lumière cause une augmentation du bruit généralisé à la portion de gauche de l'image. L'information pour les électrons de faibles énergies est alors affectée pour ces trois spectres. La fuite est colmatée pour l'acquisition des autres spectres.



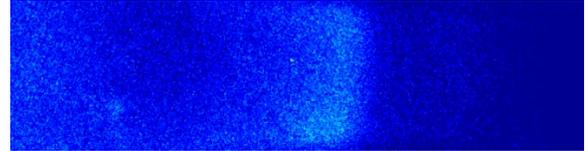
a) $I_0 = 2.1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 32 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.1 TW, Polarisation : Radiale



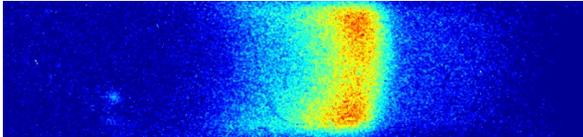
b) $I_0 = 2.1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 32 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.1 TW, Polarisation : Azimutale



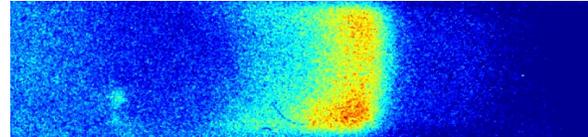
c) $I_0 = 3.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 54 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.8 TW, Polarisation : Radiale



d) $I_0 = 3.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 54 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.8 TW, Polarisation : Azimutale

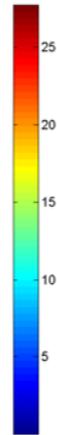


e) $I_0 = 4.9 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 76 \text{ mJ}$,
Puissance : 2.5 TW, Polarisation : Radiale



f) $I_0 = 4.9 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 76 \text{ mJ}$,
Puissance : 2.5 TW, Polarisation : Azimutale

Figure 6.3 : a) à f) Images des spectres d'électrons obtenues avec la caméra après soustraction de l'ordre 0 pour les deux polarisations (radiale et azimutale) à différentes énergies laser (E) et donc à différentes intensités au point focal ($I_0 < 10^{21} \text{ W/cm}^2$). Le champ magnétique est de 6.3 mT. Le montage B est utilisé (voir figure 5.16b) où la propagation se fait dans le vide et le jet de gaz est utilisé pour injecter l'argon. Accumulation de signal sur 1000 tirs. g) Échelle de couleur en nombre de comptes.

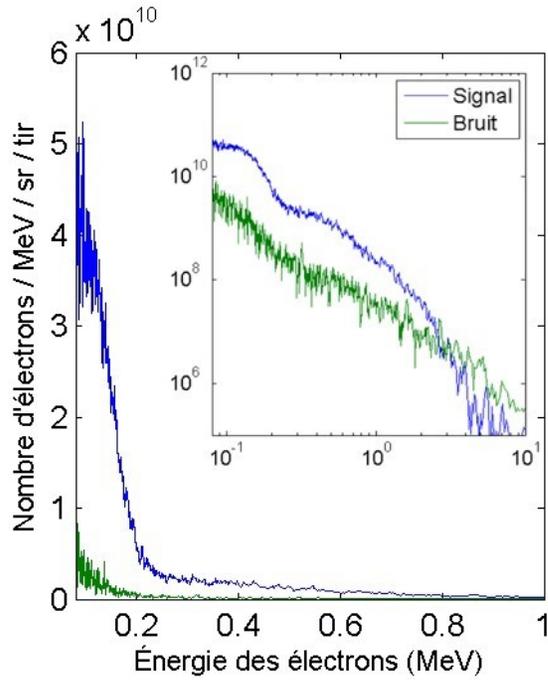


a) Échelle

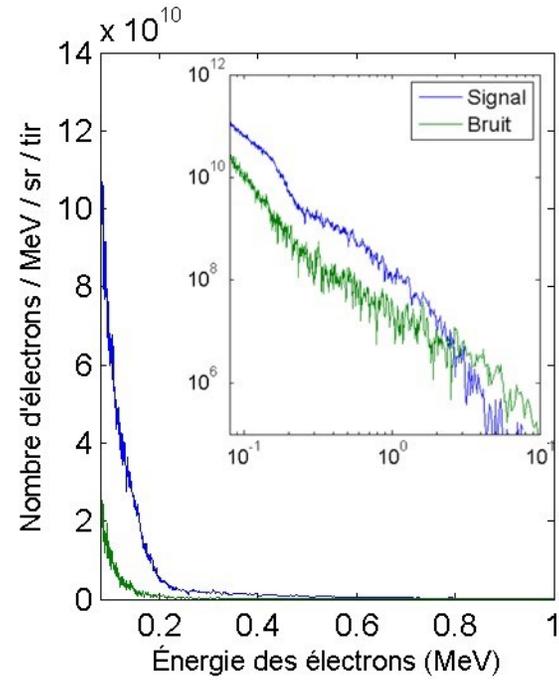
Spectres étalonnés

Il est d'abord nécessaire de étalonner les spectres avant de les interpréter. Ceux-ci sont montrés à la figure 6.4. L'étalonnage de l'axe des abscisses correspond à la conversion de la position de l'électron à son énergie. Cet étalonnage est fait selon la méthodologie mentionnée à la section 5.6.1 et suivant les équations 5.5 à 5.8. L'étalonnage de l'axe des ordonnées est fait à partir des équations 5.9 à 5.13 de la section 5.7 qui porte sur la partie détection du montage. L'axe des ordonnées représente initialement le nombre de comptes sur la caméra pour une énergie d'électrons donnée. L'étalonnage de cet axe est nécessaire pour avoir une estimation du nombre d'électrons qui est produit et qui est accéléré à une énergie donnée.

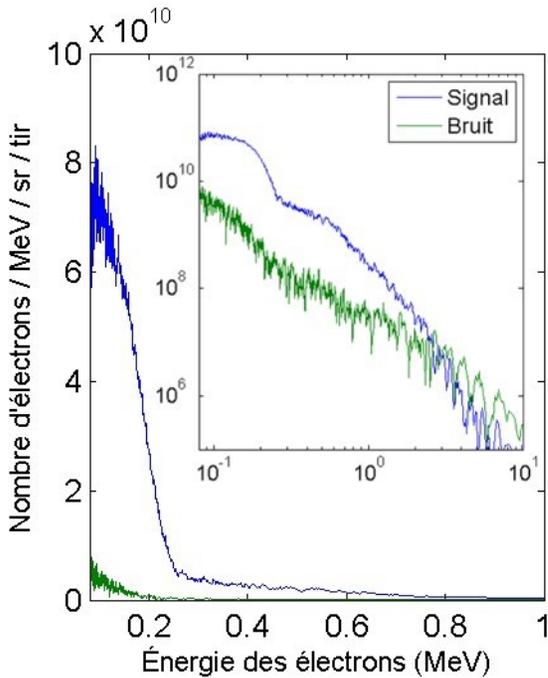
À la figure 6.4, les spectres étalonnés sont présentés sur deux échelles. La première est l'échelle linéaire qui permet de faire ressortir les pics d'énergie. La seconde est l'échelle logarithmique qui permet de mieux voir la population d'électrons d'énergie plus élevée. La courbe bleue représente le signal et la courbe verte représente le bruit de fond restant après soustraction de l'ordre 0. Le bruit de fond résiduel provient de la région nommée « next to ROI BG » (voir figure 5.25) qui est une région de l'image sans signal électronique et qui est le plus près possible de la région d'intérêt.



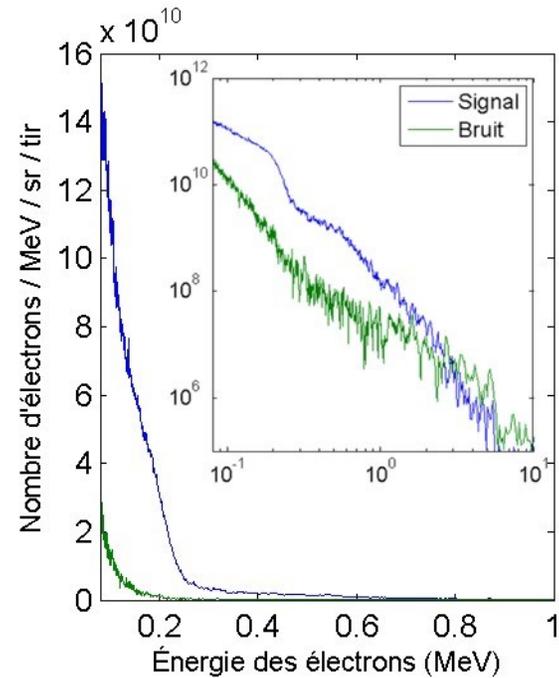
a) $I_0 = 2.1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 32 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.1 TW, Polarisation : Radiale



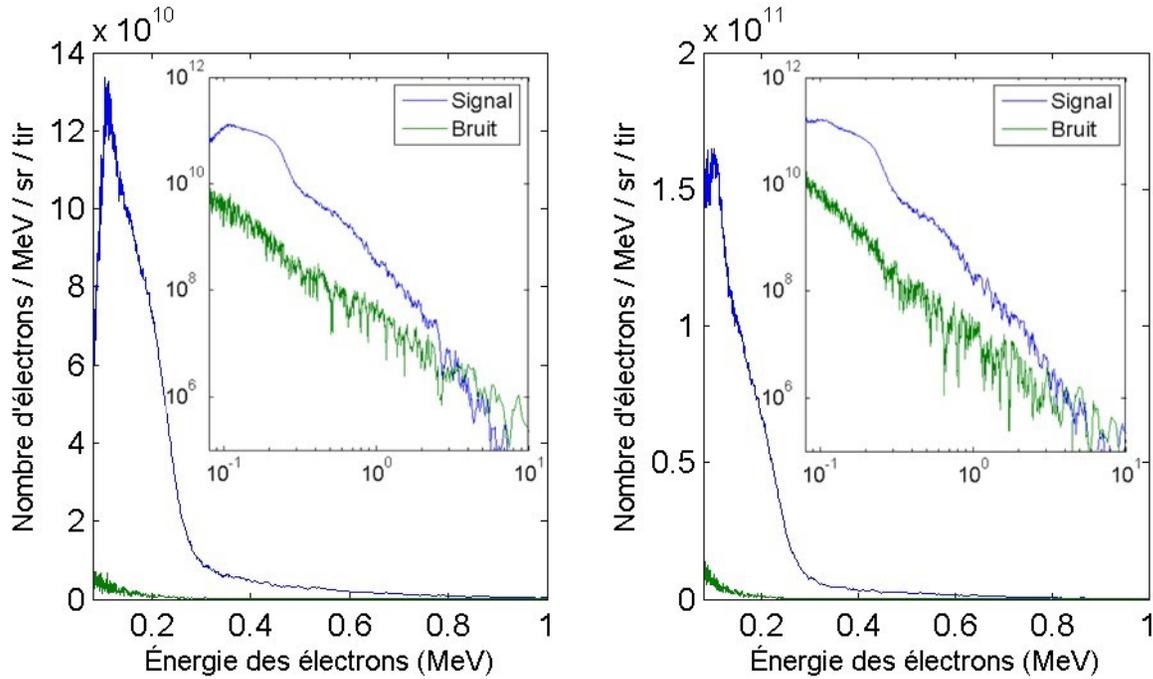
b) $I_0 = 2.1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 32 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.1 TW, Polarisation : Azimutale



c) $I_0 = 3.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 54 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.8 TW, Polarisation : Radiale



d) $I_0 = 3.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 54 \text{ mJ}$,
Puissance : 1.8 TW, Polarisation : Azimutale



e) $I_0 = 4.9 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 76 \text{ mJ}$,
Puissance : 2.5 TW, Polarisation : Radiale

f) $I_0 = 4.9 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $E = 76 \text{ mJ}$,
Puissance : 2.5 TW, Polarisation : Azimutale

Figure 6.4 : Nombre d'électrons par unité d'énergie (MeV), par tir laser et par stéradian obtenus à partir des spectres d'électrons 2D et de l'étalonnage des instruments pour les deux polarisations (radiale et azimutale) à différentes énergies (E) laser donc à différentes intensités (I_0) au point focal. De a) à f), chacune des figures correspond à une intensité laser (2.1×10^{20} à $4.9 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$) et à une polarisation (radiale ou azimutale) spécifiée. Le champ magnétique est de 6.3 mT. Le montage B est utilisé (voir figure 5.16b).

Accumulation du signal sur 1000 tirs pour a) à f).

Intégration de charges

À partir des spectres d'électrons, il est possible de calculer la charge des électrons accélérés. Ainsi, l'aire sous la courbe est calculée pour obtenir un signal proportionnel à ce que l'on mesurerait avec le PMT combiné à un scintillateur plus épais qui permettrait aux électrons plus énergétiques de déposer toutes leurs énergies. Le résultat de cette intégration est présenté à la figure 6.5.

La figure 6.5 montre l'intégration de charges des spectres étalonnés de la figure 6.4. L'intégration de charges représente l'aire sous la courbe pour la région de 80 keV à 3 MeV. Cela correspond à la totalité des électrons produits par stéradian par tir. Ce dernier traitement est utile pour comparer avec les résultats obtenus avec le PMT. On note que le signal radial est légèrement inférieur à celui

obtenu avec la polarisation azimutale. Afin de comprendre ce comportement, les rapports sont calculés pour différentes plages d'énergie (figure 6.6).

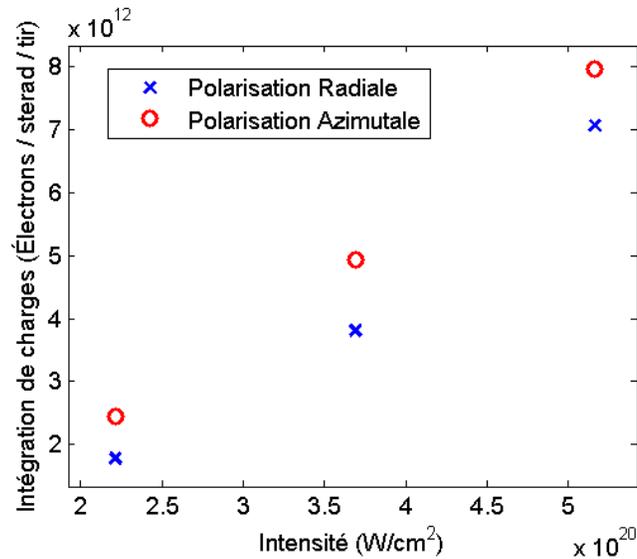


Figure 6.5 : Intégration de charges en fonction de l'intensité faite à partir des spectres étalonnés. Le champ magnétique est de 6.3 mT. Un jet de gaz d'argon est utilisé. Accumulation du signal sur 1000 tirs pour les intensités inférieures à 10²¹ W/cm².

Plages d'énergie

Pour identifier l'effet du champ longitudinal sur différentes plages d'énergie d'électrons, l'intégration de charges est faite pour les spectres étalonnés de la figure 6.4 sur quatre plages d'énergie d'électrons différentes.

La figure 6.6 présente les rapports obtenus à partir des intégrations de charges pour les deux polarisations provenant de l'intégration de charges faite sur quatre plages d'énergie. La première plage est l'intégration complète qui va de 0.08 MeV à 3 MeV. La deuxième intégration est faite sur les faibles énergies soit de 0.08 MeV à 0.3 MeV. La troisième intégration est faite sur la plage des hautes énergies qui va de 0.3 MeV à 3 MeV. La dernière intégration est faite pour les très hautes énergies soit de 1 à 3 MeV.

Sur cette figure, on observe que les rapports pour l'intégration sur les faibles énergies sont légèrement inférieurs à ceux obtenus pour l'intégration complète. De plus, pour ces deux courbes, les rapports sont inférieurs à 1. Cela indique que le signal obtenu avec la polarisation azimutale est supérieur à celui obtenu avec la polarisation radiale. On se serait naturellement attendu au

contraire, car le faisceau TE01 n'a pas de champ électrique longitudinal. Cette observation est possiblement due au fait que la composante radiale du faisceau TM01 éjecte les électrons hors de la zone focale. Par contre, la composante azimutale du champ électrique du faisceau TE01 fait tourner les électrons autour de l'axe laser, ce qui pourrait contribuer à conserver un plus grand nombre d'électrons qui seraient poussés dans la direction du faisceau laser par la force pondéromotrice [67].

Pour les énergies plus élevées, il est d'autant plus intéressant de voir qu'en sélectionnant une plage d'énergie plus élevée allant de 0.3 à 3 MeV et de 1 à 3 MeV, le rapport augmente considérablement pour atteindre respectivement 1.5 et 1.8 pour une intensité donnée de 2.1×10^{20} W/cm². L'effet du champ longitudinal qui s'exerce essentiellement sur l'axe de propagation du laser semble être responsable des électrons plus énergétiques.

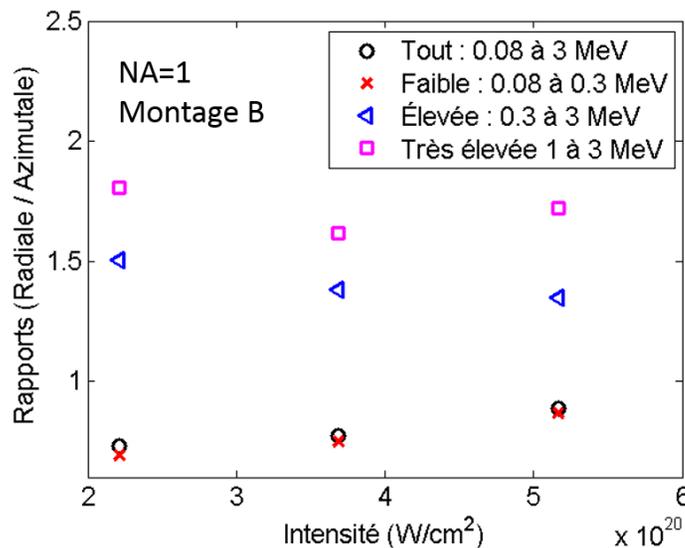


Figure 6.6 : Rapports obtenus à partir de l'intégration de charges des spectres étalonnés en fonction de l'intensité pour différentes plages d'énergie. Le champ magnétique est de 6.3 mT. Un jet de gaz d'argon est utilisé. Accumulation de signal sur 1000 tirs.

6.2.2 Discussion

Ces résultats précédents montrent que les électrons ont un important gain d'énergie avec les deux polarisations et que c'est seulement sous certaines conditions que l'on observe l'effet du champ longitudinal et, donc, que l'accélération par champ direct est dominante. La discussion ci-dessous fait ressortir les points marquants des résultats afin de pouvoir confirmer l'hypothèse de départ qui

est de déterminer si l'accélération par champ direct est efficace. Tout d'abord, le gain d'énergie maximale obtenu est comparé aux prévisions théoriques. Ensuite, afin de s'assurer que les conditions expérimentales sont adéquates pour l'acquisition de données, le parcours optique est analysé avec le calcul de l'intégrale B. Ensuite, les effets de champ électrique sur le gain d'énergie sont discutés ainsi que l'impact de la focalisation sur la distribution énergétique des électrons. Pour terminer, les résultats des rapports obtenus dans différentes conditions expérimentales sont comparés.

Gain d'énergie maximale des électrons

Le gain d'énergie maximal atteint pour les deux polarisations est de l'ordre du MeV. L'énergie ainsi obtenue est moindre que les prévisions théoriques. La figure 6.7 (figure 2.13 modifiée) montre le gain d'énergie relatif et absolu en fonction de la puissance du laser pour différents paramètres de focalisation ($k_0 z_0$) et du spectre (s). Deux croix sont ajoutées pour situer l'énergie maximale obtenue lors des expériences faites avec la polarisation radiale. La croix mauve pointe sur le gain d'énergie maximal des électrons qui est de 2.5 MeV et qui est produit, dans le cadre de ce mémoire, avec le mode TM01 et avec une puissance de 2.5 TW. Suivant la tendance des courbes, l'énergie maximale théorique est de plusieurs dizaines de MeV pour les conditions expérimentales où $k_0 z_0 \sim 4.5$ et $s \sim 545$. Les résultats obtenus par Payeur et al. [14] sont aussi identifiés sur cette figure par une croix bleue. Les auteurs ont obtenu un signal électronique maximal correspondant à des électrons d'énergie de 23 keV. Pour les conditions expérimentales décrites par Payeur et al. [14] où $k_0 z_0 \sim 8$ et $s \sim 125$, la théorie prédit un gain d'énergie supérieure à ce qui est observé. Par ces deux expériences, le gain d'énergie est inférieur à ce que prédit la théorie. La discussion suivante tente d'expliquer cette différence.

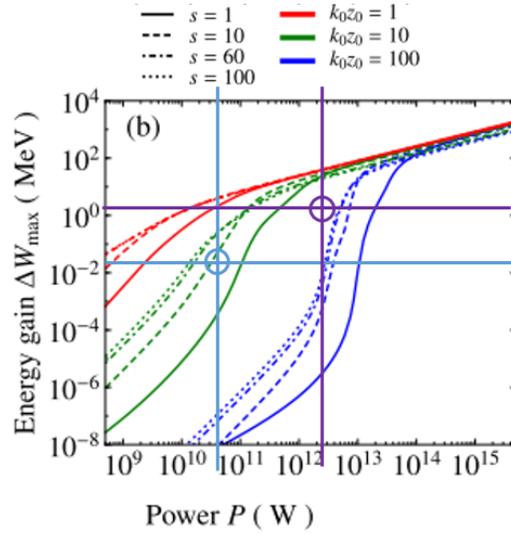


Figure 6.7 : Comparaison des résultats avec le gain théorique maximal et absolu d'énergie en fonction de la puissance laser pour différents paramètres de focalisation ($k_0 z_0$) et pour différents paramètres de spectre (s). La croix bleue correspond à l'expérience de S. Payeur et al. [14] avec $k_0 z_0 \sim 8$ et $s \sim 125$. La croix mauve correspond à la mesure prise dans le cadre du mémoire à une puissance de 2.5 TW (intensité laser de 4.9×10^{20} W/cm²) avec le mode TM01 pour les paramètres $k_0 z_0 \sim 4.5$ et $s \sim 545$ (image modifiée et tirée de [18]).

Intégrale B

L'analyse détaillée a été présentée précédemment à la section 5.5. Il a été montré que seule la partie près du point focal contribue à l'intégrale B pour ce montage. La densité d'argon au point focal est estimée à 8×10^{16} cm⁻³. Pour une énergie de 33 mJ, 54 mJ et 76 mJ qui, respectivement, correspondent à une intensité au point focal de 2.1×10^{20} W/cm², 3.5×10^{20} W/cm² et de 4.9×10^{20} W/cm², la figure 5.17 montre que les intégrales B respectives sont de 0.80 rad, 1.34 rad et 1.89 rad. Ces intégrales B sont toutes près du seuil (3 rad). Toutefois, le déphasage au point focal est surévalué, car il est démontré à la section 4.3.3 qu'il peut y avoir un déphasage négatif qui peut atteindre plus de 1 rad et qui est induit par la variation d'indice du plasma. Il n'est donc pas possible d'affirmer hors de tout doute que les conditions expérimentales sont adéquates pour conserver le front d'onde près de la tache focale. Cela amène donc à se questionner sur la réelle intensité au point focal. Ainsi, cette différence d'intensité laser au point focal entre les mesures et la réalité pourrait, en partie, expliquer que le gain maximal est inférieur à ce que prédit la théorie.

Effet du champ électrique

À la sous-section 2.4.3, il a été démontré que le gain d'énergie de l'électron accéléré par champ direct dépend de l'intensité laser et de la position initiale de l'électron dans le champ électrique de l'impulsion. Le signal est alors sensible à la phase de l'onde porteuse, car l'électron reste en phase avec le champ électrique du laser. Pour obtenir un gain optimal, la phase doit être optimisée et constante. De plus, pour obtenir un paquet quasi monoénergétique et de courte durée, il faudrait que l'impulsion laser contienne peu de cycles optiques. Toutefois, avec le système laser utilisé, il y a beaucoup de cycles optiques et la phase de l'onde porteuse varie. En plus de cela, le signal est accumulé sur 1000 tirs. Ces limitations expérimentales pourraient expliquer qu'il n'y a pas qu'un seul pic de visible, mais bien une large population d'électrons de différentes énergies [38].

Focalisation

Comme il a été mentionné dans la section 2.4.2, la focalisation serrée est un aspect nécessaire à la maximisation de la composante longitudinale du champ électrique. C'est pourquoi une parabole sur axe ayant une ouverture numérique de 1 a été choisie. Cependant, ce choix comporte son lot de complications.

D'une part, la tache focale ne peut être imagée directement, et ce pour chaque expérience, car la technique d'imagerie utilisant la sphère réfléchissante expliquée à la section 5.3.1 est complexe et très longue à reproduire. Ainsi, l'ajustement final de la parabole et du miroir est complété en optimisant le signal des électrons. Dû à cela, une incertitude réside sur la qualité et la taille de la tache focale. Il y a des possibilités d'aberrations telles que l'astigmatisme, le défocus et le coma [57]. La tache focale n'est donc pas aussi parfaite que la théorie. Une augmentation de la taille de la tache focale aurait un effet direct sur l'intensité en la réduisant.

D'autre part, une focalisation serrée permet d'ioniser un très grand volume comme il est démontré à la section 4.3.1. Pour une intensité maximale au point focal de 10^{21} W/cm², l'ionisation commence à 1 mm du point focal (voir figure 4.7). Dans un si grand volume, les électrons sont ionisés à différentes intensités et ils peuvent ensuite être accélérés par différents mécanismes d'accélération tels que par champ de sillage et par champ direct. De plus, pour une focalisation serrée la tache focale ainsi que la longueur de Rayleigh sont grandement réduites. Par conséquent, il y a seulement une faible région où l'on retrouve l'intensité maximale. Ainsi, seulement une

faible portion d'électrons est soumise à des conditions propices à l'accélération par champ direct qui se fait sur l'axe avec une intensité s'approchant de l'intensité maximale.

La figure 6.8 présente la région ionisée et le signal électronique associé pour deux ouvertures numériques différentes. Toute la région ionisée est délimitée en pointillé vert et la région d'intérêt ionisée par une intensité proche de l'intensité maximale est en orange. Dans cette région d'intérêt, on retrouve un fort champ longitudinal nécessaire pour l'accélération par champ direct. Sur cette figure, on observe alors que pour une focalisation serrée ($NA \rightarrow 1$), on limite grandement le nombre d'électrons qui peuvent être accélérés avec le champ longitudinal contrairement à une ouverture numérique plus faible où la région d'intérêt est plus grande. Pour obtenir un signal électronique optimal, il semble donc essentiel de réduire l'ouverture numérique. Par contre, l'amplitude du champ électrique longitudinal diminue avec l'ouverture numérique. Il faut alors trouver un compromis entre une focalisation serrée où l'on a un fort champ longitudinal et une focalisation plus faible où plus d'électrons sont accélérés par champ longitudinal [38]. Aussi, ce raisonnement est en accord avec la faible influence des électrons plus énergétique sur les rapports (S_{Rad}/S_{Azi}) obtenus en intégrant sur toute la plage d'énergie des électrons (voir figure 6.6).

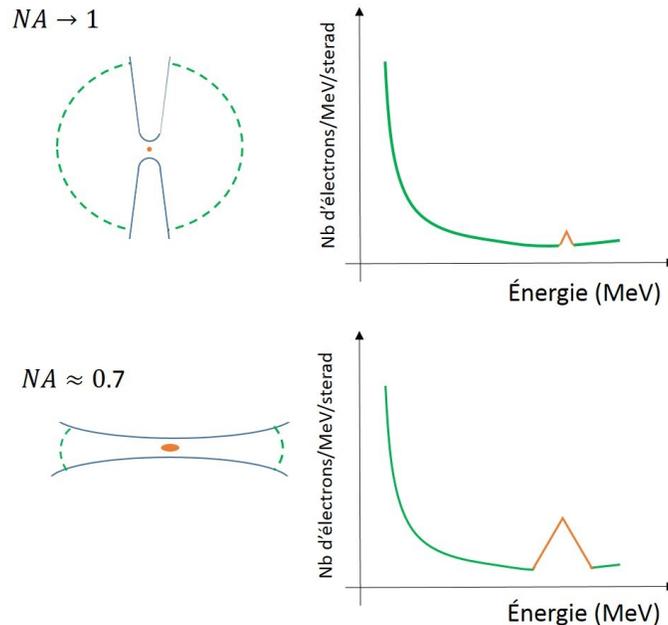


Figure 6.8 : Schéma de la focalisation et de la distribution énergétique des électrons pour deux ouvertures numériques (NA). Le schéma indique le volume ionisé en vert et le volume soumis à une intensité proche de l'intensité maximale (I_0) en orange où il y a un fort champ longitudinal. Le schéma indique aussi la distribution énergétique des électrons associée à une région.

Si l'on utilise une intensité plus faible, le volume total ionisé est réduit comparativement au grand volume ionisé à haute intensité laser. Suivant un raisonnement similaire, lorsque l'on augmente l'intensité laser, on observe une compétition entre les différents mécanismes d'accélération présents dans tout le volume ionisé. À haute intensité laser, le signal électronique produit par le champ longitudinal est alors noyé. Ce phénomène explique entre autres la diminution du rapport observé lorsque l'intensité laser augmente (voir figure 6.2).

Comparaison des rapports entre différentes expériences

Nous avons obtenu plusieurs résultats avec plusieurs variantes de montages et donc différentes conditions expérimentales. Ces résultats sont comparés dans cette sous-section aux résultats obtenus par Payeur et al. [14] (présenté à la section 1) pour une longueur d'onde de $1.8 \mu m$ ainsi que ceux obtenus à plus faible intensité avec une longueur d'onde de 800 nm (non publiés). Le tableau 6.1 résume les quatre expériences en répertoriant les paramètres expérimentaux de chacune.

Tableau 6.1 : Paramètres expérimentaux d'expériences menées dans différentes conditions.

<i>Expérience</i> →	Payeur et al.	Payeur et al.	Mémoire	Mémoire
<i>Paramètres</i> ↓	[14]	non publié	avec PMT	avec caméra
<i>Atomes/molécules et pression</i>	Oxygène 800 mTorr	Hélium 100 mTorr	Argon 40 mTorr	Argon ~2.3 Torr
<i>Longueur d'onde (λ)</i>	1.8 μm	800 nm	800 nm	800 nm
<i>Durée d'impulsion (Δt)</i>	15 fs	30 fs	30 fs	30 fs
<i>Nombre de cycles optiques</i>	~2	~10	~10	~10
<i>Ouverture numérique (NA)</i>	0.7	0.7	0.7	1
<i>Énergie (TM01)</i>	550 μJ	1 mJ	Jusqu'à 45 mJ	Jusqu'à 76 mJ
<i>Puissance (P)</i>	0.04 TW	0.03 TW	Jusqu'à 1.5 TW	Jusqu'à 2.5 TW
<i>De focalisation ($k_0 z_0$)</i>	8	5	4.5	5
<i>De spectre (s)</i>	125	545	545	545
<i>Champ électrique normalisé (α_z^2)</i>	~2	~2.2	~14 à 350	~300 à 700

La première expérience menée par Payeur et al. [14] utilise un laser avec peu de cycles et une longueur d'onde de 1.8 μm . Ainsi, un signal sur le PMT à la limite du bruit est obtenu pour le mode TE01 et un signal maximal est détecté pour le mode TM01. La seconde expérience est préliminaire aux expériences de ce mémoire effectuées avec une longueur d'onde de 800 nm. Un laser à haute cadence de tirs et à faible intensité est focalisé dans une chambre remplie d'hélium à une pression de 100 mTorr. Un premier rapport (S_{Rad}/S_{Azi}) est obtenu avec le PMT pour une longueur d'onde de 800 nm. Le rapport est de 4.5 pour une intensité (I_0) au point focal de $1.8 \times$

10^{18} W/cm^2 ($P = 0.03 \text{ TW}$). Les deux autres expériences sont celles retenues dans ce mémoire. Il y a les résultats présentés à la figure 6.2 qui sont obtenus avec le PMT et le montage C où toute l'enceinte est remplie d'une pression d'argon de 40 mTorr. Les derniers résultats sont obtenus expérimentalement avec le montage B avec la caméra et le jet de gaz.

La figure 6.9 compare les rapports obtenus avec les deux moyens de détection utilisés soit la caméra et le PMT ainsi que les résultats non publiés obtenus par Payeur et al. On observe une même tendance relative du rapport en fonction de l'intensité malgré les différentes conditions expérimentales.

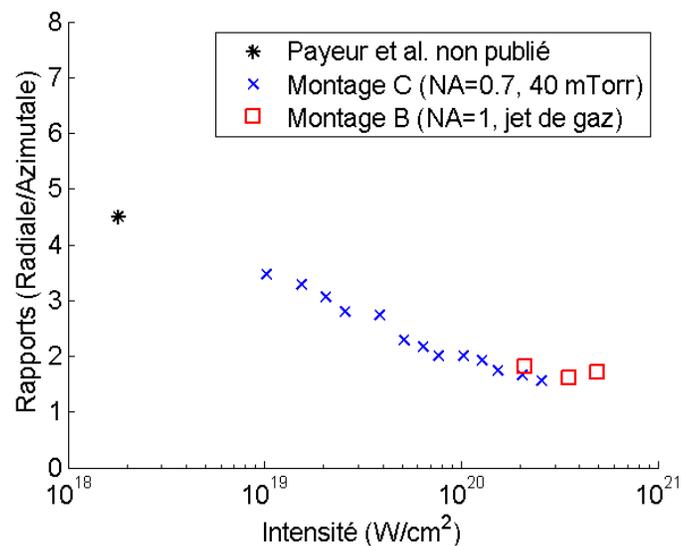


Figure 6.9 : Rapports (Radiale sur azimutale) en fonction de l'intensité pour trois expériences. Le résultat non publié de Payeur et al., le montage C et le montage B où l'intégration de charges est faite pour les électrons dont l'énergie va de 1 à 3 MeV.

En somme, avec le montage B et la caméra comme outils de détection pour des intensités laser inférieures à 10^{21} W/cm^2 , des électrons d'énergie allant jusqu'à 2.5 MeV sont détectés. De plus, le nombre d'électrons obtenus suite à l'intégration de charge pour la polarisation radiale est légèrement inférieur à celui obtenu avec la polarisation azimutale. Toutefois, la tendance se renverse lorsque l'on considère seulement les électrons dont leur énergie est supérieure à 300 keV. Le rapport devient alors supérieur à 1 ce qui indique que le signal produit avec le mode TM01 est plus grand.

On démontre par ces résultats que l'accélération par champ direct est essentiellement responsable des électrons plus énergétiques qui sont, toutefois, peu nombreux, à cause de la forte focalisation du laser. De plus, de cette analyse, il ressort que les conditions expérimentales pourraient être améliorées en optimisant et en fixant la phase de l'onde porteuse et en réduisant légèrement l'ouverture numérique. Ainsi, l'effet du champ longitudinal qui caractérise l'accélération d'électrons par champ direct pourrait être isolé davantage des autres mécanismes d'accélération qui contribuent eux aussi au signal détecté.

6.3 Exploration à haute intensité laser avec le montage B ($I_0 > 10^{21}$ W/cm²)

Par ces expériences, nous voulons explorer l'accélération d'électrons à très haute intensité laser ($I_0 > 10^{21}$ W/cm²). Le montage B dans lequel le jet de gaz et le spectromètre à dispersion d'énergie sont utilisés est la seule configuration expérimentale qui permet d'atteindre des intensités aussi élevées sans risquer d'endommager le matériel. Toutefois, comme il a été démontré à la figure 5.17, l'intégrale B est supérieure au seuil de 3 rad requis pour s'assurer que la phase du front de l'onde soit conservée sur tout le parcours optique. En connaissance de cause, nous avons tout de même effectué ces expériences comme première étape d'exploration de l'accélération d'électrons à des intensités laser supérieures à 10^{21} W/cm². Pour des raisons techniques et de temps d'accès au faisceau limité, les mesures ont été faites seulement avec la polarisation azimutale. Comme nous avons observé dans la section précédente, lorsque l'intensité augmente, l'écart entre les signaux obtenus pour les polarisations radiale et azimutale devient faible. Plusieurs raisons ont été proposées pour expliquer ce comportement. On peut s'attendre à ce que, à très haute intensité laser ($I_0 > 10^{21}$ W/cm²), un effet semblable soit observé pour les mêmes raisons. Ultérieurement, il serait intéressant et pertinent de reprendre ces expériences avec une polarisation radiale pour compléter cette série de mesures. Dans cette section, les résultats obtenus sont présentés et discutés en trois parties. Les traces des électrons sont présentées suivies par les spectres étalonnés. Ensuite, l'évolution des pics d'énergie des électrons qui sont présents sur les spectres étalonnés en fonction de l'intensité laser est analysée.

6.3.1 Traces des électrons

La figure 6.10 montre les traces des électrons qui ont été déviés par un champ magnétique de 6.3 mT et qui sont captés sur la caméra. Les électrons sont accélérés avec un laser de mode TE01 (polarisation azimutale). L'image est traitée selon le traitement qui est expliqué à la section 5.7.3.

Sur la figure 6.10a, un flèche pointe vers l'ordre 0 ce qui indique le sens croissant des énergies. Tout comme à la figure 6.3, plus l'intensité augmente et plus les électrons se déplacent vers l'ordre 0 ce qui signifie que les électrons gagnent de l'énergie. De plus, sur cette figure, la population d'électrons s'élargit et des structures semblent se dessiner.

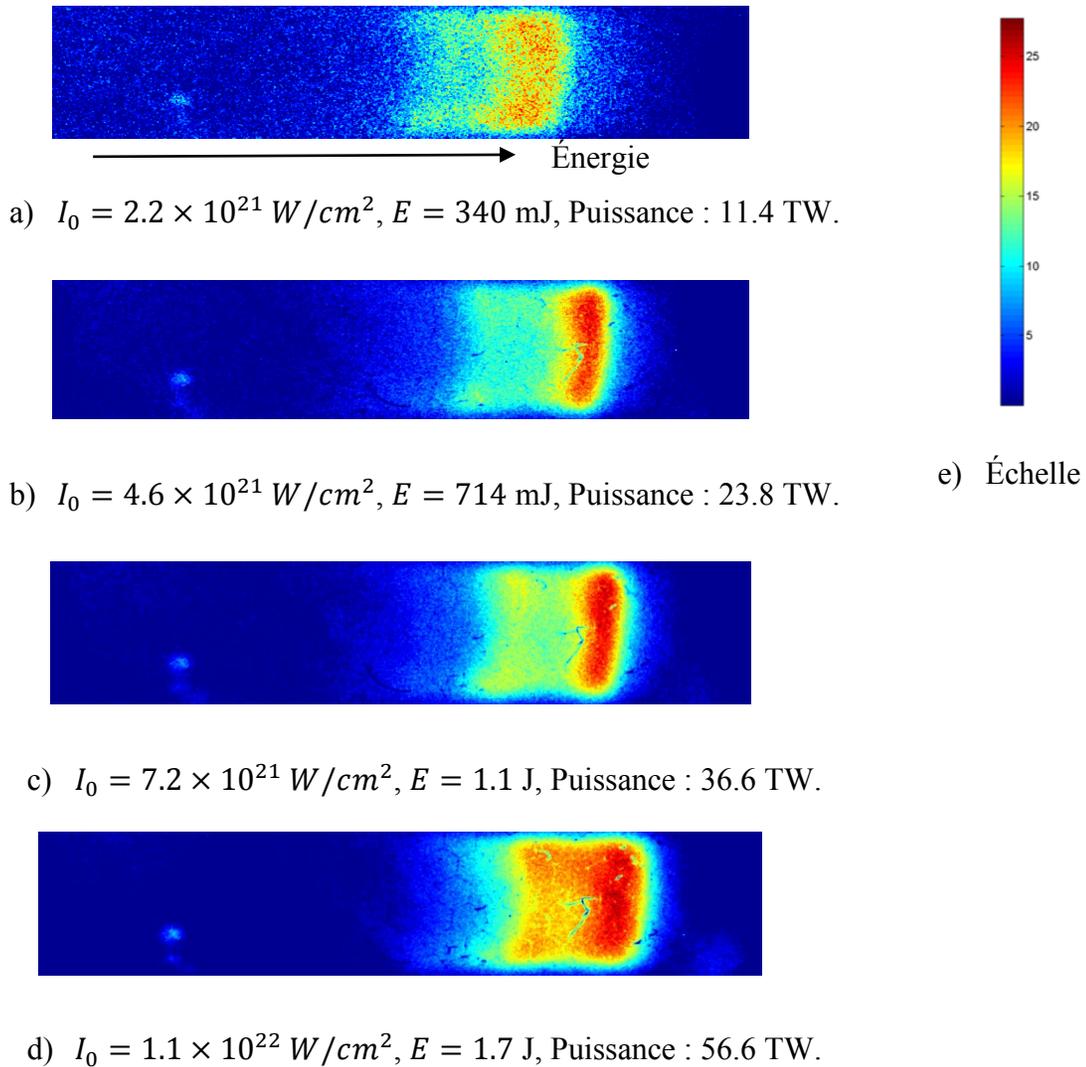


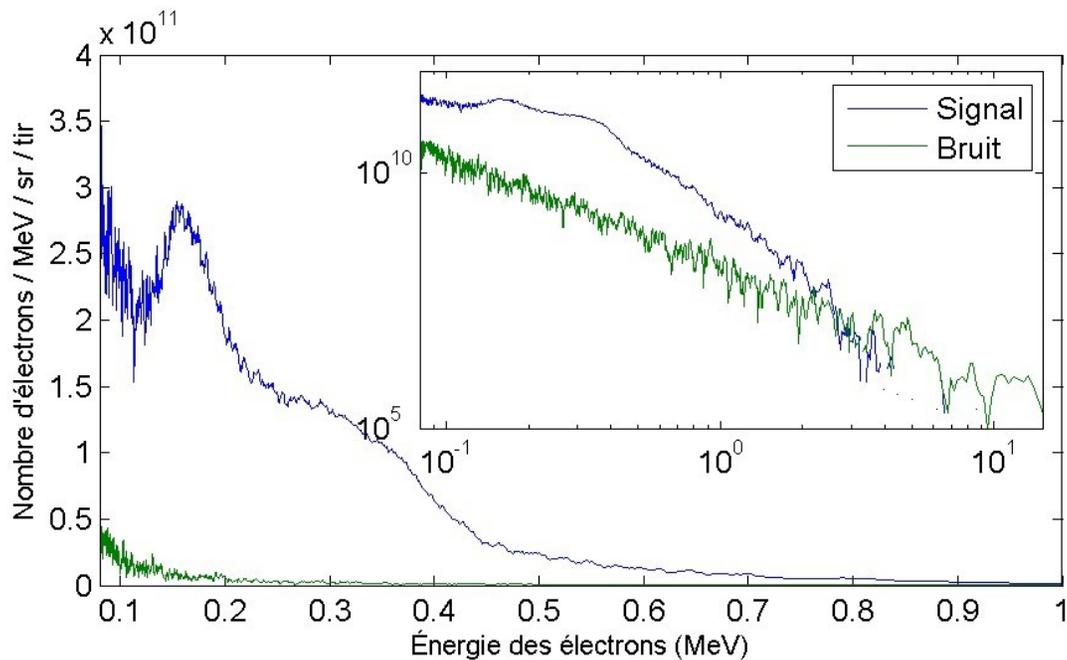
Figure 6.10 : a) à d) Images des spectres d'électrons obtenues avec la caméra après soustraction de l'ordre 0 pour la polarisation azimutale à différentes énergies laser (E) et donc à différentes intensités au point focal ($I_0 > 10^{21} \text{ W/cm}^2$). Le champ magnétique est de 6.3 mT. Le montage B est utilisé (voir figure 5.16 b) où la propagation se fait dans le vide et le jet de gaz est utilisé pour injecter l'argon. Accumulation de signal sur 100 tirs. e) Échelle de couleur en nombre de comptes.

6.3.2 Spectres étalonnés

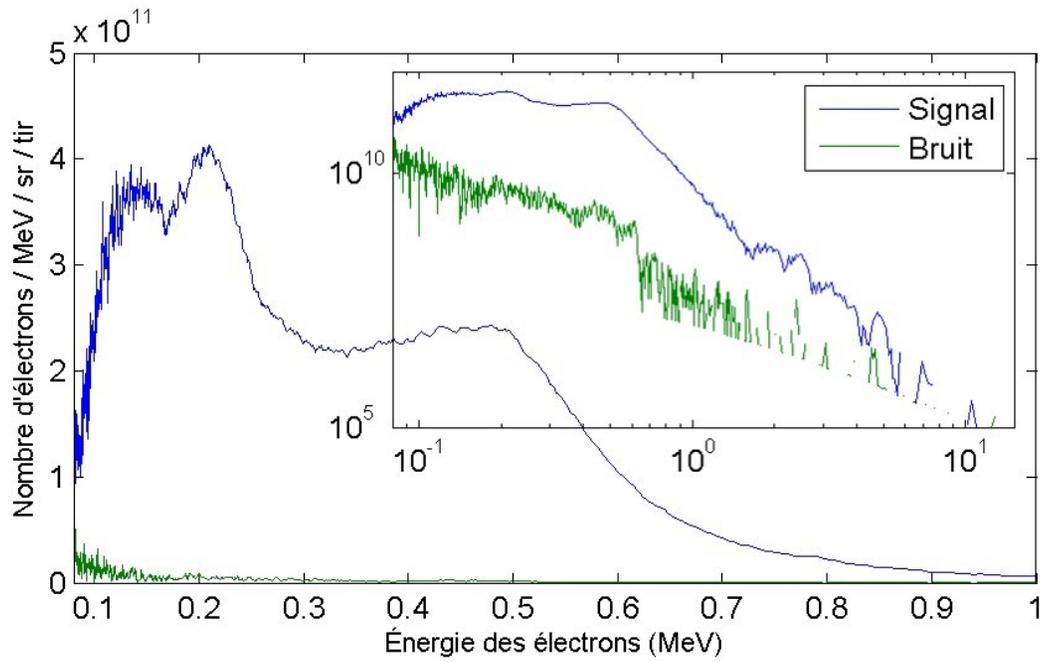
Afin d'identifier les structures présentes sur les traces présentées à la figure 6.10, l'étalonnage des spectres est nécessaire. La figure 6.11 présente les spectres étalonnés. L'axe des abscisses qui correspond à une position sur la caméra est étalonné en énergie selon les explications de la section 5.6.1. L'axe des ordonnées est étalonné selon les explications de la section 5.7 pour passer d'un nombre de comptes sur la caméra à un nombre d'électrons.

Sur les spectres d'électrons présentés aux figures 6.11a à 6.11d, plusieurs structures sont identifiables et ces pics se déplacent vers les énergies d'électrons élevées lorsque l'intensité augmente. Afin de suivre l'évolution de ces structures en fonction de l'intensité laser, les pics ainsi que l'énergie maximale détectée sont répertoriés à la sous-section suivante.

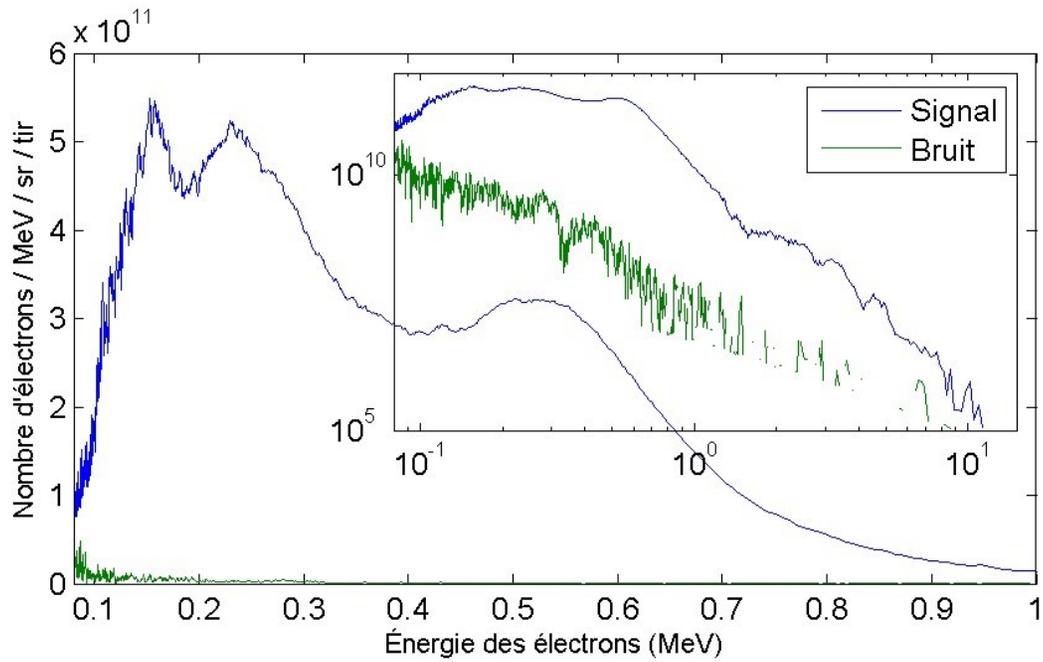
La présence de ces pics peut être expliquée par le fait que l'atome ionisé est l'argon et que l'intensité d'ionisation diffère pour chacun des électrons d'un même atome [38]. Ainsi, leur ionisation se produit donc à différentes positions relatives au point focal. Comme il a été mentionné précédemment, l'électron reste en phase avec le champ électrique du laser, le gain va donc dépendre de l'amplitude du champ électrique de l'impulsion à l'endroit où l'électron est arraché.



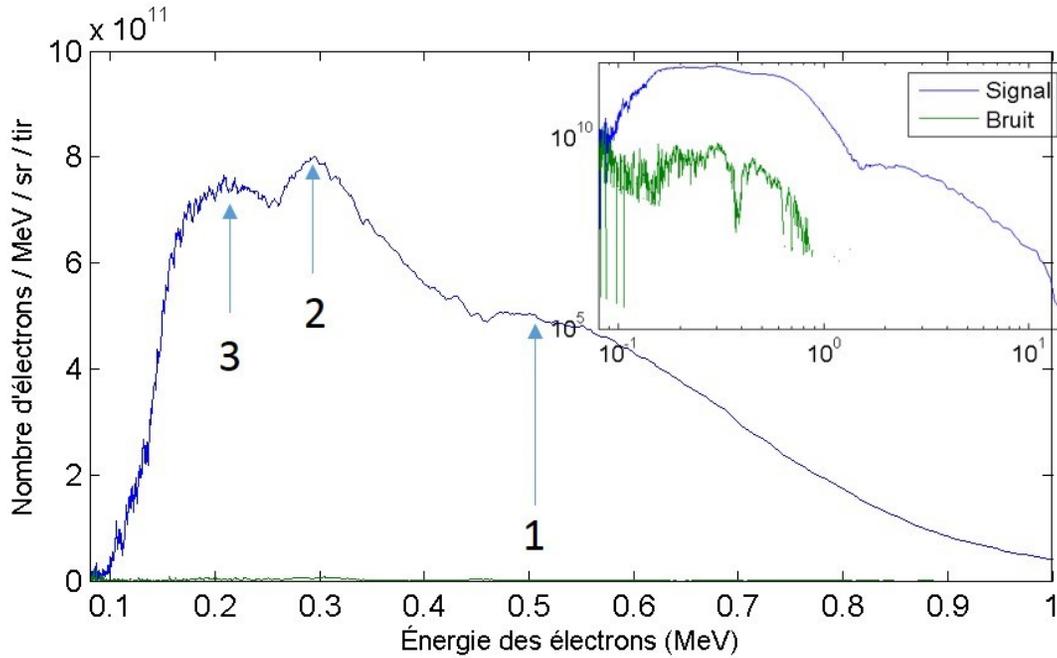
a) $I_0 = 2.2 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$, $E = 340 \text{ mJ}$, Puissance : 11.4 TW, Polarisation : Azimutale



b) $I_0 = 4.6 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$, $E = 714 \text{ mJ}$, Puissance : 23.8 TW, Polarisation : Azimutale



c) $I_0 = 7.2 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$, $E = 1.1 \text{ J}$, Puissance : 36.6 TW, Polarisation : Azimutale



d) $I_0 = 1.1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$, $E = 1.7 \text{ J}$, Puissance : 56.6 TW, Polarisation : Azimutale

Figure 6.11 : Nombre d'électrons par unité d'énergie (MeV), par tir laser et par stéradian obtenus à partir des spectres d'électrons 2D et de l'étalonnage des instruments pour la polarisation azimutale à différentes énergies (E) laser donc à différentes intensités (I_0) au point focal. De a) à d), chacune des figures correspond à une intensité laser (2.1×10^{20} à $1.2 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$). Le champ magnétique est de 6.3 mT. Le montage B est utilisé (voir figure 5.16 b). Accumulation du signal sur 100 tirs.

6.3.3 Pics d'énergie des électrons

La figure 6.12a répertorie la position du maximum des pics dans le spectre, ce qui correspond à l'énergie maximale, en fonction de l'intensité laser. Pour ce faire, trois pics prédominants sont identifiés par des flèches sur la figure 6.11d qui est obtenue à l'intensité laser maximale ($I_0 = 1.1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$). Les pics sont numérotés de droite à gauche sur ce spectre, car le pic le plus énergétique correspond au premier pic qui apparaît à faible intensité. Ensuite, en observant les spectres obtenus à plus faible intensité, on observe les mêmes pics se déplacer vers des énergies plus faibles, ils sont ainsi identifiables. Pour les intensités laser inférieures à 10^{21} W/cm^2 dont les spectres sont présentés à la figure 6.4, il y a seulement le premier pic qui est identifiable et ce, seulement, dans certains cas. Pour la polarisation azimutale, le pic est perdu dans le bruit causé par la fuite de lumière qui est observée à gauche sur les traces d'électrons des figures 6.3b et 6.3d.

La figure 6.12a montre que les électrons ont un gain d'énergie plus élevé lorsque l'intensité laser augmente. De plus, pour une intensité donnée, les pics obtenus avec la polarisation radiale ont une énergie légèrement plus grande que les pics obtenus avec la polarisation azimutale. Sur cette figure, une interpolation qui suit $I_0^{1/2}$ relie les points des pics les moins énergétiques, alors qu'une interpolation linéaire (I_0) relie les points de basses intensités pour le pic d'électrons le plus énergétique. On remarque que l'énergie du pic le plus énergétique semble saturer à plus haute intensité. En d'autres mots, malgré l'augmentation de l'intensité laser, ces électrons qui sont plus énergétiques ne semblent pas gagner plus d'énergie.

La figure 6.12b présente l'énergie maximale détectée pour les intensités laser élevées. On observe que l'énergie maximale détectée évolue selon une droite en fonction de l'intensité. Il est à noter que la résolution du spectromètre est limitée à 15 MeV (voir section 5.7.3).

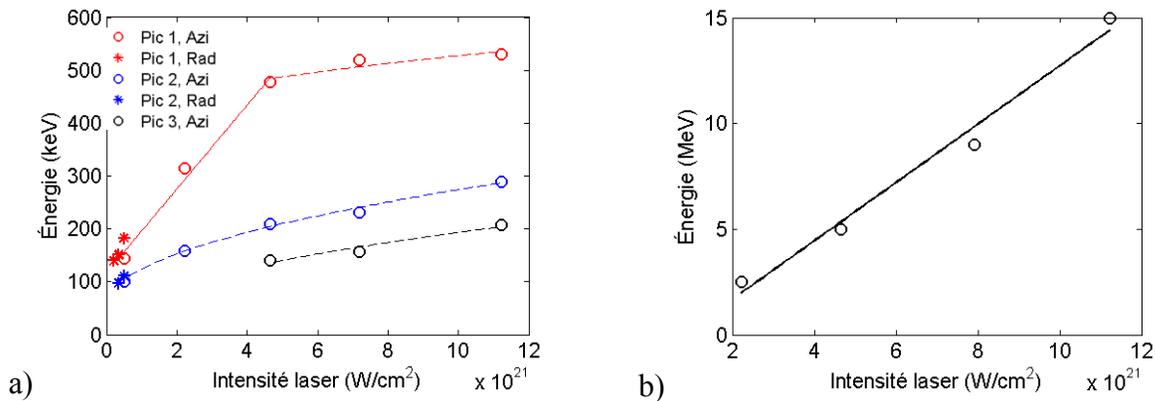


Figure 6.12 : a) Positions des pics identifiés sur les spectres d'électrons en fonction de l'intensité laser au point focal (I_0). b) Énergie maximale détectée en fonction de l'intensité laser. (Les courbes pointillées $\propto I_0^{1/2}$ et les courbes pleines $\propto I_0$).

Avec le montage B, des électrons d'énergie allant jusqu'à 15 MeV sont détectés pour une intensité de $1.1 \times 10^{22} W/cm^2$. À des intensités supérieures à $10^{21} W/cm^2$, plusieurs pics se forment et ces pics se déplacent vers la droite sur les spectres, c'est-à-dire vers les énergies d'électrons supérieures. Pour l'intensité laser maximale utilisée de $1.1 \times 10^{22} W/cm^2$, on retrouve trois pics autour des énergies de 200 keV, 300 keV et 525 keV.

7 CONCLUSION

Ces travaux de maîtrise constituent donc la deuxième preuve expérimentale de l'accélération d'électrons par champ longitudinal produit par la focalisation serrée d'un faisceau de polarisation radiale. Le but de ce mémoire était d'explorer expérimentalement le mécanisme d'accélération d'électrons par champ direct dans un régime d'accélération ultra-relativiste. La motivation était basée sur un modèle théorique qui prédit que, dans un régime d'accélération ultra-relativiste ($a_z^2 \gg 1$), il est possible de produire un faisceau d'électrons énergétiques d'une durée d'impulsion de quelques dizaines d'attosecondes [13]. Pour y arriver, il importait expérimentalement de générer un fort champ électrique longitudinal à partir d'impulsion laser d'intensité élevée et d'une durée très courte. Expérimentalement, Payeur et al. ont démontré le principe de l'accélération par champ direct du laser à faible puissance (0.04 TW) [14]. Au laboratoire TW, nous avons adapté leur montage pour travailler avec des puissances laser plus élevées. Ce montage fait appel à une mosaïque constituée de quatre lames à retard demi-onde dont les axes rapides sont orientés différemment. Lorsqu'un faisceau laser initialement polarisé linéairement la traverse, le faisceau laser devient polarisé de manière à ce que sa polarisation approche celle du mode TM01 (polarisation radiale). Ce faisceau a été fortement focalisé avec une parabole d'ouverture numérique (NA) de 1 afin de générer un fort champ longitudinal dans la région focale. Dans cette configuration, on a mesuré une tache focale de 404 nm (FWHM) dans laquelle le laser TW permet d'obtenir une énergie allant jusqu'à 3 J. Ainsi, les expériences ont été menées sur une plage d'intensités allant de $10^{19} - 10^{22}$ W/cm² ce qui nous a permis de nous positionner près du régime ultra-relativiste avec un paramètre de champ électrique longitudinal normalisé (a_z^2) allant de 14 à 700. Afin d'explorer l'accélération d'électrons par champ direct, ces travaux de maîtrise incluent trois parties principales : (1) l'analyse critique de la méthodologie et des outils, (2) les expériences dans lesquelles les conditions expérimentales sont contrôlées ($I_0 < 10^{21}$ W/cm²) et (3) les expériences exploratoires à une intensité laser supérieure à 10^{21} W/cm².

En premier lieu, une analyse critique de la méthodologie et des outils a été faite pour cibler les aspects critiques liés à la complexité des expériences à haute intensité laser. D'une part, l'intégrale B qui est induite par les effets non linéaires lors de la propagation du laser a été étudiée et discutée. Selon cette analyse, il est déconseillé à haute intensité laser d'avoir un parcours optique qui inclut le verre et des régions où la pression est élevée. De plus, les calculs de l'intégrale B pour

les montages utilisés ont démontré que les conditions expérimentales sont contrôlées pour des intensités laser inférieures à 10^{21} W/cm². D'autre part, la dynamique de l'ionisation et l'effet du plasma ont été étudiés. Pour une intensité de 10^{21} W/cm², on a estimé que la région ionisée a un rayon de 1 mm et que la région du point focal est pré-ionisée lors de la montée de l'impulsion laser.

En second lieu, à partir des expériences produites à une intensité laser inférieure à 10^{21} W/cm², nous avons observé que le champ électrique longitudinal qui caractérise l'accélération par champ direct augmente l'efficacité de l'accélération. Cette conclusion est tirée des mesures de signaux électroniques acquises avec un PMT et générées avec le mode TM01 et TE01 à différentes intensités laser. À partir de ces résultats, à faible intensité laser (10^{19} W/cm²), on a mesuré un signal électronique jusqu'à 3.5 fois plus grand lorsqu'un champ longitudinal est dominant (mode TM01) que lorsqu'il est négligeable (mode TE01).

Pour ces expériences ($I_0 < 10^{21}$ W/cm²), nous avons observé, lorsque l'intensité augmente, une compétition entre les différents mécanismes d'accélération présents dans le grand volume ionisé. À partir des résultats, cette compétition se traduit par le fait que le rapport (S_{rad}/S_{Azi}) décroît lorsque l'intensité augmente. Ainsi, pour une intensité laser élevée, la portion de signal qui provient de l'accélération d'électrons par le champ longitudinal est noyée dans tout le signal électronique détecté.

Les spectres étalonnés ($I_0 < 10^{21}$ W/cm²) montrent que des électrons d'énergie allant jusqu'à 3 MeV ont été détectés. Sur ces spectres, nous avons constaté que le champ longitudinal est essentiellement responsable des électrons d'énergie élevée. Lorsque l'on considère seulement les électrons qui ont une énergie plus grande que 1 MeV pour le calcul du rapport (S_{rad}/S_{Azi}), le signal électronique pour cette plage d'énergie devient 1.8 fois plus grand lorsqu'il y a un champ longitudinal (mode TM01) que lorsqu'il n'y en a pas (mode TE01). À l'opposé, dans le cas où l'on considère toute la plage d'énergie des électrons, le signal produit avec la polarisation radiale (TM01) devient plus faible que celui produit avec la polarisation azimutale (TE01). Dans ce cas, le rapport (S_{Rad}/S_{Azi}) obtenu est de 0.8.

En troisième lieu, nous avons exploré l'accélération d'électrons à haute intensité laser (10^{21} à 10^{22} W/cm²) malgré le fait que l'intégrale B soit trop élevée pour cette plage d'intensité. Sur les spectres étalonnés, des électrons d'énergie allant jusqu'à 15 MeV ont été détectés. Plusieurs pics qui ont été observés se déplacent vers des énergies d'électrons plus élevées lorsque l'intensité

augmente. À une intensité laser de 10^{22} W/cm², trois pics sont situés à une énergie de 200 keV, 300 keV et 525 keV.

Ce projet de maîtrise nous a aussi permis d'identifier les éléments critiques du montage qui devront être améliorés. Dans un premier temps, l'intégrale B peut être améliorée en réduisant la densité atomique et en réduisant le parcours du laser. Dans un second temps, il faudrait optimiser et fixer la phase de l'onde porteuse. D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de baliser la phase relative pour trier les résultats et pour en observer son effet sur le spectre d'énergie du paquet d'électrons. Dans un troisième temps, la difficulté à isoler le mécanisme d'accélération par champ direct à haute intensité laser peut être palliée en utilisant un jet de gaz très fin et de faible densité. Cette solution permettrait de mieux cibler la région dans laquelle l'on retrouve le champ longitudinal. Pour pallier ce problème, on pourrait aussi réduire l'ouverture numérique ce qui permettrait de réduire le volume ionisé tout en augmentant le volume où le champ longitudinal est présent. Le fait de focaliser moins fortement est aussi suggéré par Marceau et al. [38] afin de générer un faisceau d'électrons collimaté quasi monoénergétique et de durée sous-femtoseconde. En focalisant moins fortement, on peut profiter du profil d'intensité en forme de beigne du mode TM₀₁ qui permet de confiner les électrons près de l'axe de propagation du laser. Toutefois, dans ces conditions, il faudra augmenter considérablement la puissance pour atteindre le régime ultra-relativiste. Il serait alors intéressant de reproduire les expériences avec une durée d'impulsion laser plus courte et avec une focalisation plus faible qui aurait été préalablement optimisée théoriquement pour des conditions de puissance et de durée d'impulsion choisies et disponibles expérimentalement.

Ces travaux ayant été motivés par la possibilité de produire des faisceaux d'électrons de courte durée (fs-as), il serait intéressant et pertinent de mesurer expérimentalement la durée d'impulsion du paquet d'électrons accélérés [68]. Ces paquets d'électrons d'une durée de l'ordre de l'attoseconde (subfemtosecondes) pourraient être éventuellement utilisés pour sonder des dynamiques ultrarapides telles que les transitions de phase des solides [7].

ANNEXE A : CARACTÉRISATION DE LA MOSAÏQUE PAR INTERFÉRENCE

La caractérisation de la mosaïque par interférence est nécessaire pour déterminer si l'orientation relative des axes rapides de chacune des lames à retard demi-onde est adéquate afin de produire une polarisation qui s'approche d'une polarisation radiale (mode TM₀₁). Cette méthode a été préalablement développée pour une mosaïque de 1 po [58], [59]. Cette caractérisation a été adaptée pour la mosaïque qui a un diamètre de 9 cm et qui est utilisée dans ces travaux. Le montage est présenté suivi des principales étapes de l'alignement. Puis, la méthodologie pour la prise de mesure est explicitée. Pour terminer, les résultats attendus en fonction de la polarisation utilisée et de l'orientation des axes rapides sont présentés.

A.1 Montage

Le montage est séparé en deux parties. La première est la partie de la propagation du faisceau laser et la seconde est la détection du patron d'interférence. La figure A.1 illustre un schéma du montage et la figure A.2 montre une photo du montage. La liste des pièces et leurs spécifications se trouvent au tableau A.1. Ils sont listés en respectant l'ordre de propagation du faisceau soit de gauche à droite sur le schéma du montage.

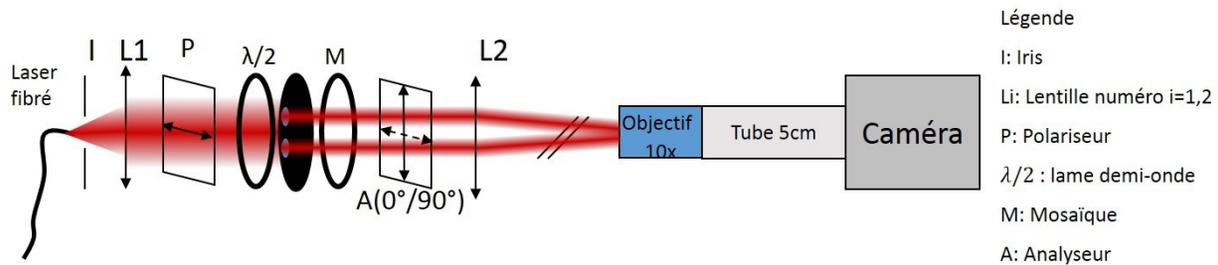


Figure A.1 : Schéma du montage de la caractérisation de la mosaïque par interférence.

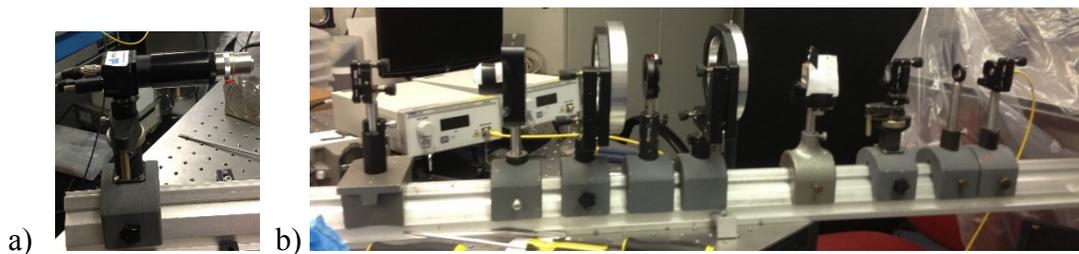


Figure A.2 : Photo du montage de la méthode par interférence pour la caractérisation de la mosaïque. a) Partie détection et b) Partie de la propagation du faisceau laser.

Tableau A.1 : Pièces nécessaires ainsi que leurs spécifications pour la caractérisation de la mosaïque par la méthode par interférence.

Pièces	Spécifications
Laser fibré	798 nm
Pupille	
Lentille	Focale : 15 cm Diamètre : 1 po
Cube polariseur	Polarisation horizontale
Lame demi-onde	Placée à 45°
Pupille pour sélectionner les quadrants	4 trous de 4 mm de diamètre dont deux trous sont bouchés lors de l'acquisition de données
Mosaïque	
Analyseur : Cube polariseur	Polarisation horizontale ou verticale
Lentille	Focale : 75 cm Diamètre : 1 po
Objectif de microscope	10 x NA=0.25
Tube d'espacement	5 cm
Caméra	Flea2

A.2 Procédure d'alignement

L'alignement a été fait sur un rail. Tout d'abord, on installe le laser fibré et la pupille à une hauteur suffisante pour arriver au centre de la mosaïque de 4 po de diamètre. Ensuite, on place la première lentille de sorte que le laser soit près de sa focale. Il est préférable que la distance de la sortie de la fibre à la lentille soit légèrement plus grande afin d'éviter d'imager l'intérieur de la fibre. La focale de la lentille choisie dépend de la divergence du laser. Elle a été choisie de façon à ce qu'on obtienne un faisceau de 1 po de diamètre une fois rendu à la lentille. Cette lentille doit être alignée pour produire à sa sortie un faisceau parallèle et collimaté. On peut vérifier la perpendicularité de la lentille par autocollimation de la réflexion du faisceau laser sur la lentille.

Suite à cela, il faut placer la deuxième lentille suffisamment loin de la première afin de laisser de l'espace pour les autres composantes optiques. La focale de cette lentille est choisie grande afin d'avoir une petite ouverture numérique. Encore une fois, on peut vérifier l'alignement par autocollimation. À la focale de cette deuxième lentille, on vient placer l'objectif de microscope de 10x fixé sur un tube d'espacement de 5 cm qui, lui, est fixé sur la caméra. Une fois le système de détection aligné, on peut l'utiliser pour optimiser le patron d'interférence détecté par la caméra en ajustant l'alignement des lentilles. La lentille 2 peut être déplacée le long du rail pour trouver sa position optimale.

On continue avec l'alignement du polariseur et de l'analyseur. Tous les deux sont utilisés pour orienter la lame demi-onde à l'angle désiré, dans ce cas-ci, à 45° . On ajoute la mosaïque entre la lame demi-onde et l'analyseur. On termine en ajustant la pupille machinée à quatre trous à la bonne hauteur afin que chaque trou corresponde à un quadrant. Pour ce faire, on peut regarder au travers de la mosaïque en s'assurant que les deux croix de la mosaïque soient superposées pour avoir le bon angle de vue. Ainsi cela permet de bien aligner la pupille.

A.3 Méthodologie pour la prise de mesure

Cette caractérisation consiste à mesurer pour différentes paires de quadrants la nature de raie centrale sur le patron d'interférence, c'est-à-dire si la raie centrale correspond à un maximum d'intensité ou à un minimum d'intensité. Cette mesure permet donc de déterminer le type d'interférence produite qui est respectivement constructif ou destructif.

L'expérience s'est déroulée dans les conditions expérimentales suivantes. La polarisation d'entrée dans la mosaïque est verticale. Le polariseur est orienté horizontalement et la lame demi-onde est orientée à 45° afin d'obtenir une polarisation verticale à l'entrée de la mosaïque. Les deux positions de l'analyseur utilisées sont la position verticale et horizontale.

Le test est fait pour les quatre paires de quadrants soit 1-2, 2-3, 3-4, 4-1 où les quadrants sont numérotés dans le sens horaire et le numéro 1 est le quadrant supérieur droit. Les angles que forment les axes optiques par rapport à l'horizontale du quadrant 1 et suivant le sens antihoraire sont respectivement 67.5° , 112.5° , 157.5° et 22.5° . Pour chacune des paires, on regarde la nature (maximum ou minimum) de la raie centrale avec l'analyseur et, pour un angle de 0° et 90° .

A.4 Résultats attendus

À partir des conditions expérimentales et de l'orientation théorique des axes rapides de la mosaïque, on peut déduire pour chacune des paires de quadrants le type d'interférence que l'on obtient et donc la nature de la raie centrale (minimum ou maximum). Ainsi, le tableau A.2 présente si un maximum ou un minimum d'intensité pour la raie centrale est attendu en fonction de la position de l'analyseur et de la paire de quadrants traversés. Par exemple, lorsque deux portions de faisceau laser polarisé verticalement à l'entrée de la mosaïque traversent chacune le quadrant 1 ou 2 et qu'ensuite elles traversent l'analyseur positionné horizontalement, on s'attend à ce que la raie centrale soit un maximum. Dans les mêmes conditions, si l'on tourne l'analyseur de 90° , on s'attend à ce que la raie centrale soit un minimum.

Dans des conditions données, en comparant la raie centrale des patrons d'interférence mesurés aux résultats attendus qui sont présentés dans le tableau A.2, on peut déterminer si l'orientation relative des axes de la mosaïque est adéquate pour produire un faisceau polarisé radialement lorsque cette mosaïque est traversée par un faisceau laser initialement polarisé verticalement.

Tableau A.2 : Prédiction de la raie centrale du patron d'interférence pour chacune des paires de quadrants et pour une polarisation verticale entrant dans la mosaïque. A est l'analyseur.

Paires	A (Horizontal : 0°)	A (Vertical : 90°)
1-2	Maximum	Minimum
2-3	Minimum	Maximum
3-4	Maximum	Minimum
4-1	Minimum	Maximum

ANNEXE B : ESTIMATION DE LA TRANSMISSION DES FILTRES

La transmission des filtres a été estimée avec le montage décrit à la figure B.1.

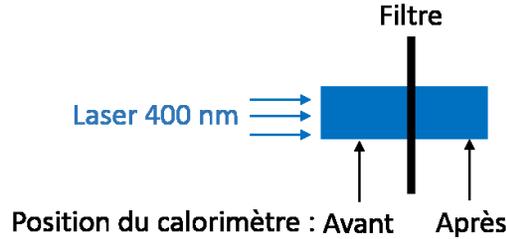


Figure B.1 : Schéma du montage utilisé pour estimer la transmission d'un filtre à une longueur d'onde de 400 nm.

Afin d'évaluer la transmission des filtres qui ont été utilisés, les puissances avant et après chacun des filtres ont été mesurées à l'aide d'un calorimètre. La mesure de la puissance a été moyennée sur 100 tirs. De plus, plusieurs mesures ont été faites pour s'assurer de sa reproductibilité. On calcule la transmission selon

$$T_i = \frac{P_i^{avec}}{P_i^{sans}}, \quad (\text{Éq. B.1})$$

où T_i est la transmission du filtre i ($i = 1, 2, \text{calo}$), P_i^{avec} est la puissance mesurée avec le filtre i et P_i^{sans} est la puissance mesurée sans le filtre i .

L'erreur sur la transmission est calculée selon

$$\Delta T_i = \frac{1}{P_i^{sans}} \Delta P_i^{avec} + \frac{P_i^{avec}}{(P_i^{sans})^2} \Delta P_i^{sans}, \quad (\text{Éq. B.2})$$

où $\Delta P_i^{avec, sans}$ est l'erreur sur la mesure de puissance qui est considérée comme étant une fois l'écart-type sur l'échantillon.

Au tableau B.1, les résultats obtenus pour les 3 filtres utilisés sont présentés.

Tableau B.1 : Transmission de chacun des filtres 1, 2 et calo et l'incertitude sur la valeur de la transmission associée.

Filtre i	Transmission (T_i)	Incertainude (ΔT_i)
1	0.0503	0.0477
2	0.0777	0.0191
calo	0.1143	0.0579

RÉFÉRENCES

- [1] Tajima, T. et Dawson, J.M. (1979). « Laser electron accelerator. » *Phys. Rev. Lett.* Vol. 43, n°4, p. 267-270.
- [2] Pessot, M., Squier, J., Mourou, G. et Harter, D.J. (1989). « Chirped-pulse amplification of 100-fsec pulses. » *Opt. Lett.* Vol. 14, n°15, p. 797.
- [3] Faure, J., Glinec, Y., Pukhov, A., Kiselev, S., Gordienko, S., Lefebvre, E., Rousseau, J.-P., Burgy, F. et Malka, V. (2004). « A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. » *Nature*. Vol. 431, n°7008, p. 541-544.
- [4] Mangles, S.P.D., Murphy, C.D., Najmudin, Z., Thomas, A.G.R., Collier, J.L., Dangor, A.E., Divall, E.J., Foster, P.S., Gallacher, J.G., Hooker, C.J., Jaroszynski, D.A., Langley, A.J., Mori, W.B., Norreys, P.A., Tsung, F.S., Viskup, R., Walton, B.R. et Krushelnick, K. (2004). « Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. » *Nature*. Vol. 431, n°7008, p. 535-538.
- [5] Baum, P. et Zewail, A.H. (2007). « Attosecond electron pulses for 4D diffraction and microscopy. » *PNAS*. Vol. 104, n°47, p. 18409-18414.
- [6] Yang, D.-S., Gedik, N. et Zewail, A.H. (2007). « Ultrafast Electron Crystallography. 1. Nonequilibrium Dynamics of Nanometer-Scale Structures. » *J. Phys. Chem. C*. Vol. 111, n°13, p. 4889-4919.
- [7] Siwick, B.J., Dwyer, J.R., Jordan, R.E. et Miller, R.J.D. (2003). « An atomic-level view of melting using femtosecond electron diffraction. » *Science*. Vol. 302, n°5649, p. 1382-1385.
- [8] Chatelain, R.P., Morrison, V.R., Godbout, C. et Siwick, B.J. (2012). « Ultrafast electron diffraction with radio-frequency compressed electron pulses. » *Appl. Phys. Lett.* Vol. 101, n°8, p. 081901.

- [9] Lundh, O., Lim, J., Rechatin, C., Ammoura, L., Ben-Ismaïl, A., Davoine, X., Gallot, G., Goddet, J.-P., Lefebvre, E., Malka, V. et Faure, J. (2011). « Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser–plasma accelerator. » *Nat. Phys.* Vol. 7, n°3, p. 219-222.
- [10] Mo, M.Z., Ali, A., Fourmaux, S., Lassonde, P., Kieffer, J.C. et Fedosejevs, R. (2012). « Quasimonoenergetic electron beams from laser wakefield acceleration in pure nitrogen. » *Appl. Phys. Lett.* Vol. 100, n°7, p. 074101.
- [11] Mo, M.Z., Ali, A., Fourmaux, S., Lassonde, P., Kieffer, J.C. et Fedosejevs, R. (2013). « Generation of 500 MeV–1 GeV energy electrons from laser wakefield acceleration via ionization induced injection using CO₂ mixed in He. » *Appl. Phys. Lett.* Vol. 102, n°13, p. 134102.
- [12] Wang, X., Zgadzaj, R., Fazel, N., Yi, S.A., Zhang, X., Henderson, W., Chang, Y.-Y., Korzekwa, R., Tsai, H.-E., Pai, C.-H., Li, Z., Quevedo, H., Dyer, G., Gaul, E., Martinez, M., Bernstein, A., Borger, T., Spinks, M., Donovan, M., Kalmykov, S.Y., Khudik, V., Shvets, G., Ditmire, T. et Downer, M.C. (2013). « Petawatt-laser-driven wakefield acceleration of electrons to 2 GeV. » *AIP Conf. Proc.* Vol. 1507, p. 341-344.
- [13] Varin, C. et Piché, M. (2006). « Relativistic attosecond electron pulses from a free-space laser-acceleration scheme. » *Phys. Rev. E.* Vol. 74, n°4, p. 045602.
- [14] Payeur, S., Fourmaux, S., Schmidt, B.E., MacLean, J.P., Tchervenkov, C., Légaré, F., Piché, M. et Kieffer, J.C. (2012). « Generation of a beam of fast electrons by tightly focusing a radially polarized ultrashort laser pulse. » *Appl. Phys. Lett.* Vol. 101, n°4, p. 041105.
- [15] Esarey, E., Schroeder, C. et Leemans, W. (2009). « Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. » *Rev. Mod. Phys.* Vol. 81, n°3, p. 1229-1285.
- [16] Varin, C., Piché, M. et Porras, M. (2005). « Acceleration of electrons from rest to GeV energies by ultrashort transverse magnetic laser pulses in free space. » *Phys. Rev. E.* Vol. 71, n°2, p. 026603.

- [17] Vidal, F. (2013). *Note de cours II : Interaction of lasers with a single electron motion of an electron in an electromagnetic plane wave*. INRS-EMT, Varennes.
- [18] Varin, C., Payeur, S., Marceau, V., Fourmaux, S., April, A., Schmidt, B., Fortin, P.-L., Thiré, N., Brabec, T., Légaré, F., Kieffer, J.-C. et Piché, M. (2013). « Direct Electron Acceleration with Radially Polarized Laser Beams. » *Appl. Sci.* Vol. 3, n°1, p. 70-93.
- [19] Esarey, E., Sprangle, P. et Krall, J. (1995). « Laser acceleration of electrons in vacuum. » *Phys. Rev. E.* Vol. 52, n°5, p. 5443-5453.
- [20] Liu, Y., Cline, D. et He, P. (1999). « Vacuum laser acceleration using a radially polarized CO2 laser beam. » *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.* Vol. 424, n°2-3, p. 296-303.
- [21] Scully, M.O. et Zubairy, M.S. (1991). « Simple laser accelerator : Optics and particle dynamics. » *Phys. Rev. A.* Vol. 44, n°4, p. 2656-2663.
- [22] Karmakar, A. et Pukhov, A. (2007). « Collimated attosecond GeV electron bunches from ionization of high-Z material by radially polarized ultra-relativistic laser pulses. » *Laser Part. Beams.* Vol. 25, p. 371-377.
- [23] Salamin, Y.I. (2007). « Mono-energetic GeV electrons from ionization in a radially polarized laser beam. » *Opt. Lett.* Vol. 32, n°1, p. 90-2.
- [24] Bochkarev, S.G., Popov, K.I. et Bychenkov, V.Y. (2011). « Vacuum electron acceleration by a tightly focused, radially polarized, relativistically strong laser pulse. » *Plasma Phys. Reports.* Vol. 37, n°7, p. 603-614.
- [25] Fortin, P.-L., Piché, M. et Varin, C. (2010). « Direct-field electron acceleration with ultrafast radially polarized laser beams: scaling laws and optimization. » *J. Phys. B.* Vol. 43, n°2, p. 025401.
- [26] Wang, X., Zgadzaj, R., Fazel, N., Li, Z., Yi, S.A., Zhang, X., Henderson, W., Chang, Y.-Y., Korzekwa, R., Tsai, H.-E., Pai, C.-H., Quevedo, H., Dyer, G., Gaul, E., Martinez, M., Bernstein, A.C., Borger, T., Spinks, M., Donovan, M., Khudik, V., Shvets, G., Ditmire, T. et

- Downer, M.C. (2013). « Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV. » *Nat. Commun.* Vol. 4, p. 1988.
- [27] Vidal, F. (2013). *Note de cours VI: Heating and electron acceleration by plasma waves Collisional damping*. INRS-EMT, Varennes.
- [28] Leemans, W.P., Nagler, B., Gonsalves, A.J., Tóth, C., Nakamura, K., Geddes, C.G.R., Esarey, E., Schroeder, C.B. et Hooker, S.M. (2006). « GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. » *Nat. Phys.* Vol. 2, n°10, p. 696-699.
- [29] Hellwarth, R.W. et Nouchi, P. (1996). « Focused one-cycle electromagnetic pulses. » *Phys. Rev. E.* Vol. 54, n°1, p. 889-895.
- [30] Varin, C. et Piché, M. (2002). « Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity TM01 laser beams. » *Appl. Phys. B.* Vol. 74, p. s83-s88.
- [31] Gupta, D.N., Kant, N., Kim, D.E. et Suk, H. (2007). « Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser. » *Phys. Lett. A.* Vol. 368, n°5, p. 402-407.
- [32] Marceau, V., April, A. et Piché, M. (2012). « Electron acceleration driven by ultrashort and nonparaxial radially polarized laser pulses. » *Opt. Lett.* Vol. 37, n°13, p. 2442-4.
- [33] April, A. (2011). [Thèse]. *Impulsion laser ultrabrèves et fortement focalisées dans le vide*. Université Laval.
- [34] Varin, C., Piché, M. et A.Porras, M. (2006). « Analytical calculation of the longitudinal electric field resulting from the tight focusing of an ultrafast transverse-magnetic laser beam. » *J. Opt. Soc. Am. A.* Vol. 23, n°8, p. 2027-2038.
- [35] April, A. (2008). « Nonparaxial TM and TE beams in free space. » *Opt. Lett.* Vol. 33, n°14, p. 1563.
- [36] Varin, C. (2006). [Thèse]. *Impulsion d'électrons relativiste ultrarapides à l'aide d'un schéma d'accélération par laser dans le vide*. Université Laval.

- [37] Wong, L.J. et Kärtner, F.X. (2010). « Direct acceleration of an electron in infinite vacuum by a pulsed radially-polarized laser beam. » *Opt. Express*. Vol. 18, n°24, p. 25035-51.
- [38] Marceau, V., Hogan-Lamarre, P., Brabec, T., Piché, M. et Varin, C. (2015). « Tunable high-repetition-rate femtosecond few-hundred keV electron source. » *J. Phys. B*. Vol. 48, n°4, p. 045601.
- [39] Dorn, R., Quabis, S. et Leuchs, G. (2003). « Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam. » *Phys. Rev. Lett.* Vol. 91, n°23, p. 233901.
- [40] Siwick, B.J., Dwyer, J.R., Jordan, R.E. et Miller, R.J.D. (2002). « Ultrafast electron optics: Propagation dynamics of femtosecond electron packets. » *J. Appl. Phys.* Vol. 92, n°3, p. 1643.
- [41] Tidwell, S.C., Ford, D.H. et Kimura, W.D. (1990). « Generating radially polarized beams interferometrically. » *Appl. Opt.* Vol. 29, n°15, p. 2234-9.
- [42] Rüdiger Lange, H. (1998). [Thèse]. *Autoguidage dans l'air d'impulsions ultracourtes*. École polytechnique de Paris.
- [43] D'Amico, C. (2007). [Thèse]. *Filamentation femtoseconde dans les milieux transparents passifs et amplificateurs, et, étude de la filamentation comme source de radiation secondaire*. École Polytechnique de Paris.
- [44] Boyd, R.W. (2008). *Nonlinear Optics*. 3^e éd. Burlington, MA. Academic Press. ISBN : 978-0-12-369470-6.
- [45] Börzsönyi, Á., Heiner, Z., Kovács, A.P., Kalashnikov, M.P. et Osvay, K. (2010). « Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases. » *Opt. Express*. Vol. 18, n°25, p. 25847-54.
- [46] Forget, S. ([s d]). [En ligne]. « Optique des lasers & faisceaux gaussiens. » Disponible sur : < [http://www-lpl.univ-paris13.fr:8088/lumen/documents/Optique des lasers_et faisceaux gaussiens.pdf](http://www-lpl.univ-paris13.fr:8088/lumen/documents/Optique_des_lasers_et_faisceaux_gaussiens.pdf) >

- [47] Anonyme. (1994). *Optics and Coatings*. CVI Laser. Albuquerque, NM.
- [48] Wrzesinski, P.J., Pestov, D., Lozovoy, V. V, Gord, J.R. et Roy, S. (2011). « Group-velocity-dispersion measurements of atmospheric and combustion-related gases using an ultrabroadband-laser source. » *Opt. Express*. Vol. 19, n°6, p. 5163-5171.
- [49] Lawrence-Douglas, A. (2013). [Thèse]. *Ionisation Effects for Laser-Plasma Interactions by Particle-in-Cell Code Alistair Lawrence-Douglas*. University of Warwick.
- [50] Chin, S.L. (2004). *Advance in multi-photon processes ad spectroscopy Vol.16, Chap. 3 : From multiphoton to tunnel ionization*. ISBN : 9810215436.
- [51] Saenz, A. (2010). *Lecture : Atoms in intense laser field*. Université Humboldt de Berlin, Berlin.
- [52] Augst, S., Meyerhofer, D.D., Strickland, D. et Chint, S.L. (1991). « Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression. » *J. Opt. Soc. Am. B*. Vol. 8, n°4, p. 858.
- [53] La Fontaine, B., Vidal, F., Jiang, Z., Chien, C.Y., Comtois, D., Desparois, a., Johnston, T.W., Kieffer, J.-C., Pépin, H. et Mercure, H.P. (1999). « Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air. » *Phys. Plasmas*. Vol. 6, n°5, p. 1615.
- [54] K. Cheng, D. (1992). *Field and Wave Electromagnetics*. 2e éd. Reading, MA. Addison-Wesley series.
- [55] Otani, K. (2015). *Logiciel : Maps of Laser Electricfield*. INRS-EMT, Varennes.
- [56] Qian, B.-L. et Elsayed-Ali, H.E. (2002). « Electron pulse broadening due to space charge effects in a photoelectron gun for electron diffraction and streak camera systems. » *J. Appl. Phys*. Vol. 91, n°1, p. 462.

- [57] Planchon, T. (2003). [Thèse]. *Modélisation des processus liés à l'amplification et à la propagation d'impulsions étirées dans des chaînes laser de très haute intensité*. École Polytechnique.
- [58] Tchervenkov, C. (2011). *Rapport : Accélération d'électron par champ longitudinal*. INRS-EMT, Varennes.
- [59] Maclean, J.-P. (2011). *Rapport : Propagation et focalisation d'un faisceau laser dans l'espace pour l'accélération d'électrons*. INRS-EMT, Varennes.
- [60] Glessner, M. (2013). *Rapport : Analyse de la tâche focale*. INRS-EMT, Varennes.
- [61] Saraf, A. (2013). *Rapport : Characterization of thin tube gas nozzle*. INRS-EMT, Varennes.
- [62] Beaulieu-Ste-Marie, F. et Langelier-Blanchet, S. (2012). *Rapport : Détermination du profil de densité des jets de gaz utilisés lors des expériences d'interaction laser/cible gazeuse*. INRS-EMT, Varennes.
- [63] Glinec, Y. (2006). [Thèse]. *Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un plasma sous-dense : Génération de faisceaux d'électrons quasi monoénergétiques et développement d'applications*. École Polytechnique.
- [64] Eljen Technology. ([s d]). [En ligne]. « EJ-212. » Disponible sur : <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators/64-ej-212> >
- [65] NIST. ([s d]). [En ligne]. « ESTAR: Stopping power. » Disponible sur : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> >
- [66] Otani, K. et Lachapelle, A. (2014). *LABNOTE : Tight focusing experiments with the high numerical aperture parabola in 2014 spring*. INRS-EMT, Varennes.
- [67] Piché, M. (2015). *Communication Privée*.
- [68] Kirchner, F.O., Gliserin, a., Krausz, F. et Baum, P. (2013). « Laser streaking of free electrons at 25 keV. » *Nat. Photonics*. Vol. 8, n°1, p. 52-57.