



**HAL**  
open science

# Développement d'une source pulsée d'électrons extraits d'un plasma produit par laser

Xavier Raymond

► **To cite this version:**

Xavier Raymond. Développement d'une source pulsée d'électrons extraits d'un plasma produit par laser. Plasmas. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0142 . tel-01949437

**HAL Id: tel-01949437**

**<https://theses.hal.science/tel-01949437>**

Submitted on 10 Dec 2018

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

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



université  
de **BORDEAUX**



## THÈSE

Présentée à

**L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE DES  
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Xavier RAYMOND**

pour obtenir le grade de

**Docteur**

Spécialité : Astrophysique, Plasma et Nucléaire

**Développement d'une source pulsée d'électrons  
extraits d'un plasma produit par laser**

Thèse dirigée par M. Franck GOBET et Mme. Maud VERSTEEGEN

préparée au

Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan

Soutenue le 24 septembre 2018

**Devant la commission d'examen composée de :**

<i>Président :</i>	Fabien DORCHIES	Directeur de Recherche - CELIA - Bordeaux
<i>Rapporteur :</i>	Jacques GARDELLE	Ingénieur Physicien - CEA/DAM - CESTA
<i>Rapporteur :</i>	Vincent MÉOT	Ingénieur Physicien - CEA/DAM - Ile de France
<i>Examineur :</i>	Alain DENOIRJEAN	Directeur de Recherche - IRCER - Limoges
<i>Directeur :</i>	Franck GOBET	Professeur - CENBG - Bordeaux
<i>Co-encadrante :</i>	Maud VERSTEEGEN	Maître de Conférence - CENBG - Bordeaux

Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan  
19 Chemin du Solarium  
CS 10120 F-33175 GRADIGNAN Cedex

## Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu mon directeur de thèse, M. Franck Gobet, pour m'avoir accueilli au sein du groupe Excitations Nucléaires par Laser. Je lui suis reconnaissant pour le temps conséquent qu'il m'a accordé, pour ses qualités pédagogiques et scientifiques, pour sa franchise, sa patience et sa sympathie. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je lui adresse toute ma gratitude pour tout cela. J'adresse aussi de chaleureux remerciements à ma co-encadrante de thèse, Mme. Maud Versteegen, pour ses conseils avisés et son écoute qui ont été prépondérants pour la bonne réussite de cette thèse.

Je voudrais remercier les rapporteurs de cette thèse M. Jacques Gardelle, Ingénieur Physicien au CEA/DAM-CESTA, et M. Vincent Méot, Ingénieur Physicien au CEA/DAM-DIF, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. J'associe à ces remerciements M. Fabien Dorchies, Directeur de Recherche au CELIA, et M. Alain Denoirjean, Directeur de Recherche au SPCTS, pour avoir accepté d'examiner mon manuscrit.

Je désire en outre remercier les autres membres du groupe ENL : Fazia, Medhi, José, Thomas, Hugo et Pilar pour leur sympathie. Merci aussi à l'ensemble des services du CENBG qui ont permis la réalisation de cette thèse et merci aux collègues du LabCom P2R pour leur soutien et leurs conseils lors des derniers mois difficiles.

J'adresse aussi de sincères remerciements à Claire Michelet pour tous ses conseils et pour m'avoir permis de suivre de nombreuses formations qui, je l'espère, rendront plus facile ma recherche d'emploi.

Je souhaite remercier spécialement Julie pour son soutien et sa patience tout au long de la thèse ; et sans qui je n'aurais pas résisté à l'envie de quitter les mornes plaines girondines... Merci à mes colocataires pour les longues soirées/nuits de rédaction en leur compagnie, à mes amis d'enfance de Montpeyroux et à ceux de La Ciotat avec qui j'ai pu découvrir une bonne dizaine de pays durant ces trois ans de thèse. Merci aussi aux anciens du master CCP, devenus thésards comme moi et avec qui je vais partager un avenir commun à Pôle Emploi (que je remercie aussi au passage). Enfin, je remercie mes soeurs et mes parents pour leur soutien au cours de ces 27 dernières années et sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui.

---

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<hr/>	
<b>1 Étude de l'excitation nucléaire dans les plasmas : vers une nouvelle source d'électrons intense et de basse énergie</b>	<b>12</b>
<hr/>	
I Les processus électromagnétiques d'excitation nucléaire dans les plasmas . . . . .	13
I.1 Les processus directs . . . . .	13
I.1.a La photoexcitation . . . . .	13
I.1.b La diffusion inélastique d'électrons . . . . .	14
I.2 Les processus indirects . . . . .	15
I.2.a L'excitation nucléaire par capture électronique . . . . .	15
I.2.b L'excitation nucléaire par transition électronique . . . . .	16
II La diffusion électronique inélastique (e, e') sur le $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	18
II.1 Présentation du noyau de $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	18
II.2 Les différents modèles de calculs de section efficace (e, e') . . . . .	19
II.3 Recherche de l'excitation nucléaire dans un plasma de $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	22
II.4 Conditions de faisceau pour une mesure directe de section efficace (e, e') ou du taux d'excitation . . . . .	23
III Vers une nouvelle source d'électrons . . . . .	25
III.1 Etat de l'art des sources d'électrons existantes . . . . .	25
III.1.a Les sources laser-photocathode . . . . .	25
III.1.b L'émission thermo-ionique . . . . .	26
III.1.c Les diodes à décharge . . . . .	26
III.1.d Les sources à décharge plasma dans un gaz . . . . .	27
III.1.e Les sources laser intense-plasma . . . . .	27
III.2 Le plasma produit par laser nanoseconde : une source d'électrons privilégiée . . . . .	28
III.2.a Caractéristiques des plasmas produits par laser nanoseconde . . . . .	28
III.2.b Extraction et accélération d'électrons à partir des plasmas produits par laser soumis à une tension . . . . .	31
III.3 Enjeux et organisation de ce travail de thèse . . . . .	35

**2 Description cinétique du plasma : présentation du code Particle-In-Cell XOOPIIC 38**

---

I	La méthode Particle-In-Cell . . . . .	39
I.1	La description cinétique . . . . .	39
I.2	Principe du code PIC . . . . .	39
I.3	Algorithme et boîte numérique . . . . .	41
I.4	Présentation du code XOOPIIC . . . . .	42
II	Outils et grandeurs utiles pour l'analyse des simulations numériques	42
II.1	Définir un maillage adapté . . . . .	43
II.1.a	Maillage spatial . . . . .	43
II.1.b	Pas de temps de calcul . . . . .	43
II.2	Détermination de l'énergie des particules . . . . .	44
II.3	Détermination d'un profil de potentiel électrique . . . . .	46

**3 Dynamique d'expansion d'un plasma d'aluminium produit par laser à  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> 50**

---

I	Dispositif expérimental . . . . .	51
I.1	Présentation générale . . . . .	51
I.2	Le laser . . . . .	52
I.3	Alignement du dispositif . . . . .	55
I.3.a	Alignement de la cible sur le "centre chambre" . . . . .	55
I.3.b	Positionnement de la tache focale sur le "centre chambre" . . . . .	57
I.4	Le collecteur de charge . . . . .	59
I.4.a	Description . . . . .	59
I.4.b	Tension caractéristique de polarisation . . . . .	60
I.4.c	Origine du signal dans le collecteur . . . . .	61
I.4.d	Modélisation des régimes de fonctionnement du collecteur de charges avec le code XOOPIIC . . . . .	63
II	Ouverture angulaire du plasma et bilan de charge . . . . .	66
III	Caractérisation du plasma dans l'état asymptotique . . . . .	70
III.1	Distributions en énergie des ions aluminium . . . . .	70
III.1.a	Principe de la mesure . . . . .	70
III.1.b	Le déviateur électrostatique . . . . .	71
III.1.c	Le détecteur WEM . . . . .	72
III.1.d	Distributions en énergie des ions . . . . .	73
III.2	Profils de densité électronique . . . . .	75
IV	Recombinaison des ions au sein du plasma . . . . .	77
IV.1	Stratégie expérimentale . . . . .	78
IV.2	Tension caractéristique de polarisation . . . . .	78
IV.3	Distance limite de recombinaison . . . . .	80
IV.3.a	Etude des intégrales des signaux . . . . .	80
IV.3.b	Etude de la forme temporelle des signaux . . . . .	81

<b>4</b>	<b>Plasma soumis à un potentiel électrique : étude du nombre d'électrons extraits</b>	<b>84</b>
<hr/>		
I	Principe de la source . . . . .	85
II	Faraday Cup et mesure du nombre d'électrons extraits . . . . .	87
II.1	Présentation du détecteur . . . . .	87
II.2	Présentation des signaux de la Faraday Cup . . . . .	89
II.2.a	Recalage en temps . . . . .	90
II.2.b	Présentation des signaux pour une tension $V_{FC} = 0$ V . . . . .	91
II.2.c	Présentation des signaux pour une tension $V_{FC} \neq 0$ V . . . . .	93
II.3	Procédure de correction des signaux bruts . . . . .	95
II.4	Nombre d'électrons extraits et détectés avec la Faraday Cup . . . . .	96
II.4.a	Méthode de calcul . . . . .	96
II.4.b	Nombre total d'électrons extraits avec une Faraday Cup ouverte . . . . .	97
II.4.c	Validité de la mesure : étude XOOPIIC de la Faraday Cup . . . . .	97
II.4.d	Nombre total d'électrons extraits avec une Faraday Cup diaphragmée en anneaux . . . . .	99
III	Mesure de l'évolution du potentiel d'extraction . . . . .	103
III.1	Présentation du diviseur de tension . . . . .	103
III.2	Calcul de la fonction de transfert . . . . .	106
III.3	Mesure de la fonction de transfert . . . . .	107
III.4	Validation du fonctionnement du diviseur de tension et visualisation du potentiel sur cible . . . . .	108
IV	Optimisation du nombre d'électrons extraits . . . . .	110
V	Dépendance du nombre d'électrons avec le potentiel de la cible . . . . .	113
V.1	Etude de la composante I ( $t < 130$ ns) . . . . .	113
V.2	Etude de la composante II ( $t > 130$ ns) . . . . .	114
V.2.a	Caractéristiques du signal mesuré avec la Faraday Cup . . . . .	114
V.2.b	Mesures effectuées avec la bobine de Rogowski . . . . .	115
<b>5</b>	<b>Caractéristiques énergétiques et surfaciques des électrons extraits d'un plasma soumis à un potentiel électrique</b>	<b>122</b>
<hr/>		
I	Propriétés énergétiques des électrons détectés . . . . .	123
I.1	Méthodologie expérimentale . . . . .	123
I.2	Distributions en énergie des électrons de la région I . . . . .	124
I.2.a	Distributions intégrées entre 0 et 130 ns . . . . .	124
I.2.b	Correction due au potentiel effectif de la Faraday Cup . . . . .	125
I.2.c	Dépendance des distributions en énergie totales avec la distance par rapport à l'axe longitudinal . . . . .	128

	I.2.d	Evolution temporelle des distributions en énergie	129
	I.2.e	Evolution temporelle de la distribution en énergie en fonction de la distance à l'axe de symétrie . . .	132
I.3		Energie des électrons dans la région II . . . . .	132
I.4		Etude numérique de la région I : électrons extraits du plasma pour $t < 130$ ns . . . . .	134
	I.4.a	Simulation XOOPIIC d'une tranche de plasma . . .	134
	I.4.b	Dépendance des simulations XOOPIIC avec la dis- tance cible-face arrière de plasma . . . . .	137
	I.4.c	Synthèse et prédiction de l'énergie des électrons à plus haute tension cible . . . . .	138
II		Etude des distributions surfaciques et du courant des électrons extraits . . . . .	140
	II.1	Résultats expérimentaux . . . . .	140
	II.1.a	Symétrie du faisceau . . . . .	140
	II.1.b	Distribution surfacique des électrons de la région I	141
	II.1.c	Evolution temporelle de la distribution surfacique des électrons extraits . . . . .	142
	II.1.d	Intensité du faisceau d'électrons extraits . . . . .	143
II.2		Etude du régime d'extraction des électrons dans le vide : évolution de l'intensité attendue . . . . .	144
II.3		Etude de l'effet d'un pré-plasma sur le mécanisme d'extrac- tion des électrons . . . . .	146
	II.3.a	Caractérisation expérimentale du pré-plasma . . .	147
	II.3.b	Etude de l'origine du pré-plasma . . . . .	149
	II.3.c	Etude numérique des effets du pré-plasma sur le régime d'extraction des électrons . . . . .	150
	II.3.d	Confrontation des résultats des simulations avec les résultats expérimentaux . . . . .	152
<b>Conclusion</b>			<b>156</b>
Références . . . . .			160

# Introduction

Les plasmas denses et chauds constituent 99,9 % de la matière dans l'univers [1], notamment en environnement stellaire. En leur sein se déroulent les processus de nucléosynthèse, par lesquels les noyaux plus lourds que le fer sont produits par une succession de captures neutroniques et de désintégrations  $\beta$ , suivies de fissions quand les noyaux sont devenus trop lourds. Les effets des conditions thermodynamiques extrêmes qui règnent dans ces plasmas sur les propriétés nucléaires utilisées pour décrire ces processus sont très mal connus. Les propriétés nucléaires sont en effet déterminées en laboratoire auprès d'accélérateurs conventionnels et à partir de noyaux dans leur état fondamental. En environnement plasma, la densité de particules libres est élevée et les températures atteignent des valeurs inégalées sur Terre, ce qui favorise l'ionisation des atomes et l'excitation des noyaux. Les processus en jeu dans la nucléosynthèse ne s'appliquent alors plus seulement à des noyaux dans leur état fondamental, mais peuvent également faire intervenir leurs états excités [2]. Ceci peut avoir des conséquences sur les chemins de nucléosynthèse, les sections efficaces de capture neutronique étant dépendantes de l'état fondamental ou excité des noyaux [3, 4], et la durée de vie des états pouvant dépendre des propriétés du milieu dans lequel se trouve le noyau.

L'effet de l'environnement plasma sur les propriétés nucléaires déterminées en laboratoire est spectaculaire dans le cas de la durée de vie effective du  $^{176}\text{Lu}$ . Une partie du schéma de niveaux du  $^{176}\text{Lu}$  est représentée sur la figure 1.

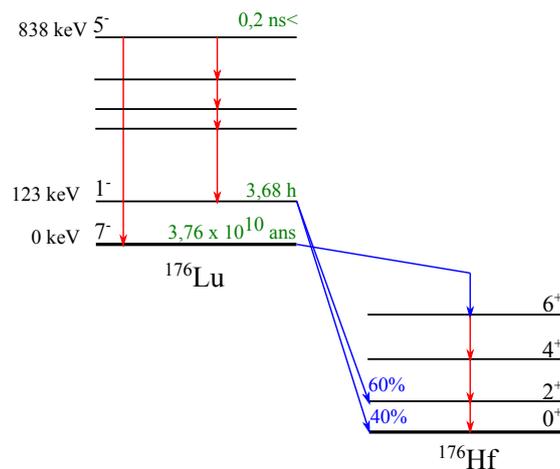


FIGURE 1 – Schéma de niveaux partiel du  $^{176}\text{Lu}$  et décroissance  $\beta^-$  vers l' $^{176}\text{Hf}$ .

L'état fondamental dont la demi-vie  $T_{1/2}$  est de  $3,76 \times 10^{10}$  ans, décroît par

radioactivité  $\beta^-$  vers le  $^{176}\text{Hf}$ . Grâce à la longue durée de vie de son état fondamental, le  $^{176}\text{Lu}$  a été considéré comme un chronomètre possible du *processus s* (*s* signifiant *slow*) de nucléosynthèse [5]. Ce dernier correspond à la formation des éléments plus lourds que le fer par réactions de capture neutronique ( $n, \gamma$ ), dont les taux de réactions sont faibles et qui nécessitent des échelles de temps allant de 100 à  $10^5$  ans [6]. Cette capture de neutron est en compétition avec la désintégration  $\beta$  qui se déroule sur des échelles de temps plus courtes. Le  $^{176}\text{Lu}$  possède un état isomérique ( $T_{1/2} = 3.66$  h) situé à 123 keV au dessus de l'état fondamental qui décroît également vers l' $^{176}\text{Hf}$ . L'existence de cet état excité remet en question l'utilisation du  $^{176}\text{Lu}$  comme chronomètre astronomique. En effet, les résultats des calculs de Klay et al. [7] montrent que la demi-vie effective de l'état fondamental du  $^{176}\text{Lu}$  est fortement modifiée en fonction de la température du plasma stellaire dans lequel il se trouve (voir la figure 2). Cette demi-vie peut descendre jusqu'à  $T_{1/2} = 2 \times 10^{-2}$  an pour un plasma de température  $T = 6 \times 10^8$  K. Cette réduction de la demi-vie apparente est due à l'excitation de l'état fondamental vers des états de plus hautes énergies qui ensuite décroissent vers l'état isomérique à 123 keV. La désintégration  $\beta$  de cet état ne laisse plus alors le temps à des processus de capture neutronique de se dérouler, ce qui provoque une modification des abondances des éléments formés par ce processus à partir du  $^{176}\text{Lu}$ .

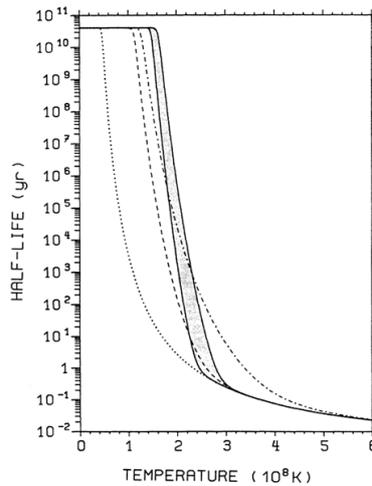


FIGURE 2 – Evolution de la demi-vie du  $^{176}\text{Lu}$  (en années) en fonction de la température du plasma.

Pour comprendre et prédire les modifications des demi-vies des états nucléaires dans les plasmas, il est nécessaire d'identifier les processus d'excitation auxquels les noyaux sont soumis dans ces milieux. La question de la description microscopique des processus d'excitation et des populations d'états excités au sein d'un plasma en fonction de sa température et de sa densité est une question encore ouverte aujourd'hui [8]. Son étude expérimentale est un défi, car elle requiert la possibilité de porter la matière nucléaire à des densités et températures impossibles à créer auprès des accélérateurs. Ces conditions sont aujourd'hui accessibles à l'aide des lasers ultra intenses, qui, une fois focalisés sur des cibles à l'état solide, liquide ou gazeux, permettent de former des volumes de plasmas denses à plus de

$10^5$  K, ce qui commence à être suffisant pour permettre ces études [9].

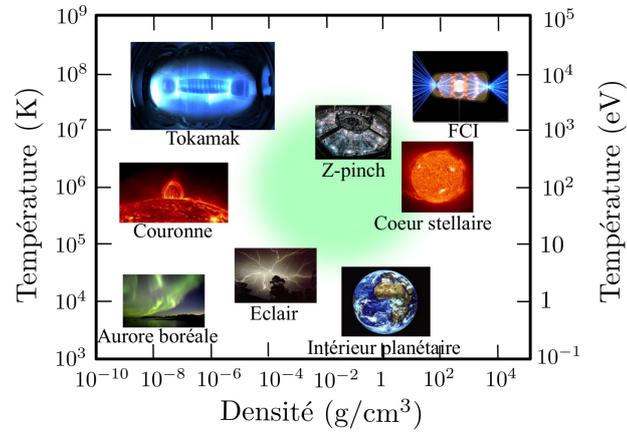


FIGURE 3 – Représentation de quelques plasmas de laboratoire ou présents dans l’Univers en fonction du couple température et densité massique [10]. La zone verte correspond aux plasmas créés lors de l’interaction entre un faisceau laser intense et une cible solide, liquide ou gazeuse.

Les différents plasmas que l’on peut trouver dans l’Univers ou qu’il est possible de créer en laboratoire peuvent être caractérisés par le couple masse volumique et température. Une telle classification est représentée sur la figure 3. Les plasmas créés par l’interaction d’un faisceau laser sur une cible solide, représentés en vert sur la figure 3, sont caractérisés par des températures électroniques comprises entre 100 eV et quelques keV et des densités allant de  $10^{-4}$  à  $10^2$   $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ .

Ce travail de thèse s’insère dans le cadre de l’étude des processus d’excitation nucléaire dans les plasmas chauds et denses, qui fait l’objet des travaux du groupe de recherche "Excitations Nucléaires par Laser" au sein duquel cette thèse est effectuée. Parmi ces processus se trouve l’excitation par diffusion inélastique entre un électron libre du plasma et le noyau. L’importance de ce processus est particulièrement difficile à quantifier car les sections efficaces d’interaction calculées sont extrêmement faibles aux énergies caractéristiques des électrons libérés au sein des plasmas, qui sont de l’ordre de quelques dizaines à quelques centaines de keV typiquement. Elles sont par ailleurs mal connues et diffèrent de plusieurs ordres de grandeur suivant les modèles. Le grand nombre d’électrons libres au sein du plasma pourrait cependant compenser ces faibles valeurs [11]. Afin de lever ces ambiguïtés, et pouvoir prédire un taux d’excitation par ce processus au sein d’un plasma, le groupe ENL s’est proposé d’effectuer une mesure directe de taux d’excitation nucléaire par diffusion inélastique d’électrons ( $e, e'$ ) à basses énergies (quelques dizaines de keV) pour plusieurs noyaux d’intérêt. Ces mesures requièrent un faisceau d’électrons particulièrement intense et de faible énergie dont le développement et la caractérisation font l’objet de ce travail de thèse.



## Chapitre 1

# Étude de l'excitation nucléaire dans les plasmas : vers une nouvelle source d'électrons intense et de basse énergie

Dans ce chapitre nous présentons les différents processus d'excitation nucléaire possibles dans les plasmas chauds et denses, avant de s'intéresser plus précisément au processus d'excitation nucléaire par diffusion inélastique d'électrons ( $e, e'$ ). Celui-ci sera d'abord présenté d'un point de vue général, puis dans le cas particulier du noyau de  $^{181}\text{Ta}$ . Les résultats de différents calculs théoriques de section efficace de diffusion seront présentés, leur désaccord motivant l'intérêt d'une mesure directe. Le dimensionnement d'une expérience pour mesurer un taux d'excitation ( $e, e'$ ) sera présenté, définissant ainsi les caractéristiques nécessaires du faisceau d'électrons. Nous ferons ensuite un état de l'art des différentes sources d'électrons disponibles afin de montrer qu'un plasma produit par laser en régime nanoseconde et soumis à une différence de potentiel pourrait être une source d'électrons adaptée. Nous décrirons les principales caractéristiques intéressantes d'un tel plasma, à savoir la grande quantité d'électrons libérée sur une durée très brève et la grande répétabilité d'un tel dispositif. Enfin, nous présenterons les différents enjeux de ce travail de thèse qui feront l'objet de ce manuscrit, ainsi que le cheminement mis en place pour répondre à cette problématique de développement d'une nouvelle source d'électrons pulsée, brillante et de basse énergie.

## I Les processus électromagnétiques d'excitation nucléaire dans les plasmas

Les plasmas contiennent un grand nombre d'électrons libres, de photons et d'ions qui peuvent tous induire des excitations nucléaires. Nous décrivons dans cette partie les principaux processus électromagnétiques d'excitation nucléaire en milieu plasma. Ils peuvent être classés en première approche en deux catégories :

- Les processus d'excitation directs dus aux interactions du noyau avec les photons et les électrons du plasma (photoexcitation et diffusion inélastique d'électrons).
- Les processus d'excitation indirects faisant intervenir un couplage au sein de l'atome entre le noyau et son cortège électronique (NEEC<sup>1</sup> et NEET<sup>2</sup>).

### I.1 Les processus directs

#### I.1.a La photoexcitation

Dans un processus de photoexcitation, le noyau initialement dans un état d'énergie  $E_1$  est excité vers l'état d'énergie  $E_2$  ( $E_2 > E_1$ ) par l'absorption d'un photon comme schématisé sur la figure 1.1.

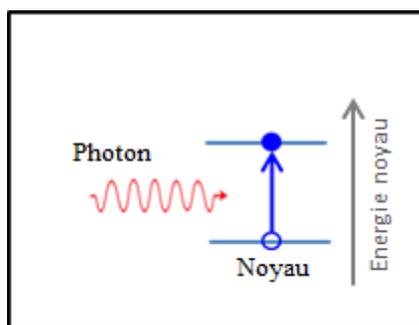


FIGURE 1.1 – Schéma représentant un processus de photoexcitation.

Il s'agit d'un processus résonant : le photon doit avoir une énergie égale à l'énergie de la transition nucléaire  $\Delta E_{12} = E_2 - E_1$  (à la largeur près de l'état nucléaire). La section efficace d'absorption d'un photon d'énergie  $E_\gamma$ , exprimée en  $\text{cm}^2$ , est donnée par la formule de Breit et Wigner [12] :

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{\pi}{2} \left( \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \frac{\Gamma_2^\gamma \Gamma_2}{(E_\gamma - \Delta E_{12})^2 + \left( \frac{\Gamma_2}{2} \right)^2} \quad (1.1)$$

où :

- $I_1$  et  $I_2$  sont les moments angulaires totaux des états 1 et 2 respectivement
- $\Gamma_2^\gamma$  et  $\Gamma_2$  sont respectivement les largeurs radiative et totale de l'état 2. Ces deux largeurs sont reliées par le coefficient de conversion interne :  $\Gamma_2 = (1 + \alpha_e) \Gamma_2^\gamma$ . La largeur totale  $\Gamma$  d'un état s'exprime à partir de la demi-vie de cet état :  $\Gamma = \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2}}$ .

---

1. NEEC : *Nuclear Excitation by Electron Capture*

2. NEET : *Nuclear Excitation by Electron Transition*

Les largeurs nucléaires étant, en général, très faibles (par exemple, la largeur de l'état  $9/2^-$  à 6.24 keV, de durée de vie 6.05  $\mu$ s, du  $^{181}\text{Ta}$  est :  $\Gamma_{9/2^-} = 6.7 \times 10^{-11}$  eV), nous pouvons considérer que la distribution en énergie des photons est constante sur une largeur nucléaire. Ainsi, l'équation (1.1) devient :

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \pi^2 \left( \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \Gamma_2^\gamma (E_\gamma - \Delta E_{12}) \quad (1.2)$$

Par exemple, la section efficace de photoexcitation du  $^{181}\text{Ta}$  est d'environ  $6.7 \times 10^{-18}$  cm<sup>2</sup> [9]. Le nombre de noyaux excités de l'état 1 vers l'état 2, par unité de volume et par unité de temps dans un plasma, est alors donné par :

$$\frac{dN_{1 \rightarrow 2}}{dt} = 4\pi n_{ion} \int_{E_\gamma=0}^{\infty} \sigma_\gamma(E_\gamma) g(E_\gamma) dE_\gamma \quad (1.3)$$

où  $n_{ion}$  est la densité ionique et  $g(E_\gamma)$  représente le nombre de photons, par unité d'énergie, de temps, de surface et par stéradian. L'intégrale de l'équation (1.3) devient alors :

$$\frac{dN_{1 \rightarrow 2}}{dt} = 4\pi^3 n_{ion} \left( \frac{\hbar c}{\Delta E_{12}} \right)^2 \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \Gamma_2^\gamma g(\Delta E_{12}) \quad (1.4)$$

A l'équilibre thermodynamique,  $g(E_\gamma)$  est donné par la distribution de Planck :

$$g(E_\gamma) = \frac{2E_\gamma^2}{h^3 c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{E_\gamma}{T}\right) - 1} \quad (1.5)$$

où  $T$  est la température du plasma exprimée en unité d'énergie.

Le taux d'excitation  $\lambda_{photo}$ , exprimé en s<sup>-1</sup>, s'écrit :

$$\lambda_{photo} = \frac{1}{n_{ion}} \frac{dN_{1 \rightarrow 2}}{dt} = \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \frac{\Gamma_2^\gamma}{\hbar} \frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta E_{12}}{T}\right) - 1} \quad (1.6)$$

Dans les plasmas, ce processus est décrit depuis longtemps en raison de son intérêt en astrophysique nucléaire [2, 13]. Le taux d'excitation nucléaire par ce processus  $\lambda_{photo}$  ne dépend que des propriétés des états nucléaires et de la température du plasma. Plus cette température augmente et plus le taux d'excitation  $\lambda_{photo}$  croît.

### I.1.b La diffusion inélastique d'électrons

Dans le processus d'excitation nucléaire par diffusion inélastique d'électron, une partie de l'énergie d'un électron libre est transférée au noyau par l'échange d'un photon virtuel comme schématisé sur la figure 1.2. L'excitation nucléaire n'est possible que si l'électron possède une énergie supérieure à celle de la transition nucléaire  $\Delta E_{12}$ . Le taux d'excitation par ce processus s'écrit :

$$\lambda_{(e,e')} = n_e \int_{E_0}^{\infty} P(E) \left[ 1 - P(E - \Delta E_{12}) \right] v \sigma_{(e,e')} dE \quad (1.7)$$

où  $n_e$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] est la densité d'électrons libres,  $E_0$  est l'énergie minimale que l'électron doit avoir pour exciter le noyau,  $P(E)$  est la probabilité d'avoir un électron libre d'énergie  $E$  en voie d'entrée,  $1 - P(E - \Delta E_{12})$  la probabilité d'avoir un état disponible pour un électron d'énergie  $E - \Delta E_{12}$  en voie de sortie et  $v$  [ $\text{cm.s}^{-1}$ ] est la vitesse de l'électron libre. Afin de pouvoir calculer le taux d'excitation nucléaire  $\lambda_{(e,e')}$ , il est nécessaire de connaître la section efficace  $\sigma_{(e,e')}$ .

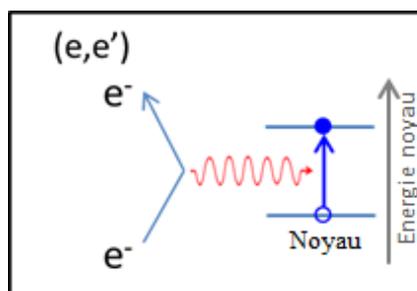


FIGURE 1.2 – Schéma représentant un processus d'excitation nucléaire par diffusion inélastique d'électrons ( $e, e'$ ).

Ce processus est difficile à décrire aux énergies d'intérêt pour les plasmas chauds et denses, de l'ordre de 10-100 keV, car il dépend fortement du choix de modélisation de l'onde incidente représentant l'électron. L'importance du processus ( $e, e'$ ) dans ces plasmas reste donc mal connu. Différents calculs théoriques [14, 15, 16] prédisent des sections efficaces extrêmement faibles, inférieures à  $10^{-30}$   $\text{cm}^2$  pour les noyaux de  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{201}\text{Hg}$  et  $^{110}\text{Ag}$  pour des énergies de l'ordre de 10-100 keV. Cependant, le grand nombre d'électrons au sein des plasmas peut compenser ces valeurs. Des taux d'excitation nucléaire ( $e, e'$ ) non négligeables sont ainsi possibles car le flux d'électrons peut atteindre  $10^{38-39}$   $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$  à des énergies cinétiques comprises entre 10 et 40 keV dans les plasmas astrophysiques [11]. C'est ce processus qui motive le développement de la source d'électrons qui fait l'objet de cette thèse de doctorat.

## I.2 Les processus indirects

### I.2.a L'excitation nucléaire par capture électronique

L'excitation nucléaire par capture électronique est un processus dans lequel un électron libre est capturé sur un état lié de l'atome. L'énergie disponible est alors transférée au noyau par l'intermédiaire d'un photon virtuel. L'effet NEEC, proposé par Goldanskii et Namiot [17], est le processus inverse de la conversion interne. Le schéma de principe d'une excitation nucléaire par effet NEEC est représenté sur la figure 1.3.

Pour qu'une excitation par effet NEEC puisse avoir lieu, l'énergie cinétique de l'électron libre  $E_e$  doit vérifier :  $E_e = \Delta E_{12} - E_b$  où  $\Delta E_{12}$  est l'énergie de la transition nucléaire et  $E_b$  l'énergie de liaison de l'électron sur la couche électronique finale.

La section efficace d'excitation par effet NEEC, exprimée en  $\text{cm}^2$ , est donnée

par la règle d'or de Fermi [18, 19] :

$$\sigma_{NEEC}(E_e) = \frac{2\pi}{\hbar v} |\langle \Psi_F | H_M^L | \Psi_I \rangle|^2 \rho(E_e) \quad (1.8)$$

où :

- $v$  est la vitesse de l'électron
- $\langle \Psi_F | H_M^L | \Psi_I \rangle$  est l'élément de matrice de couplage atome-noyau identique à celui intervenant dans le processus de conversion interne
- $\rho(E_e)$  est la densité d'états électroniques finals.

Le taux d'excitation par effet NEEC,  $\lambda_{NEEC}$  est alors calculé comme une somme sur toutes les énergies des électrons libres pouvant être capturés sur les différentes couches électroniques [18, 19] :

$$\lambda_{NEEC} = \int_{E=0}^{\Delta E_{12}} \sigma_{NEEC}(E) v(E) n_e(E) f_{FD}(E) [1 - f_{FD}(E - \Delta E_{12})] dE \quad (1.9)$$

où :

- $v(E)$  est la vitesse de l'électron capturé
- $n_e(E)$  est la densité d'électrons libres à l'énergie  $E$
- $f_{FD}(E)$  est la distribution de Fermi-Dirac.

Dans l'équation (1.9), le terme  $n_e(E) f_{FD}(E)$  représente la fonction de distribution des électrons libres et le terme  $1 - f_{FD}(E - \Delta E_{12})$  la proportion d'états liés inoccupés. Une annonce de mise en évidence d'excitation nucléaire par effet NEEC a été faite récemment [20], mais ce résultat nécessite des confirmations car rien n'exclut dans le travail publié une excitation nucléaire par effet NEET.

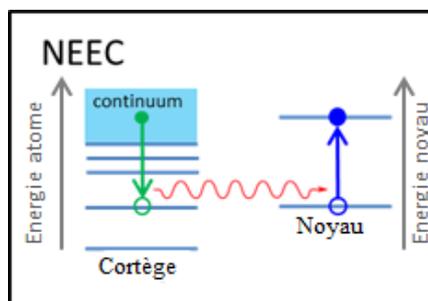


FIGURE 1.3 – Schéma représentant un processus NEEC.

### I.2.b L'excitation nucléaire par transition électronique

Le processus d'excitation nucléaire par transition électronique, proposé par M. Morita [21], est un phénomène dans lequel une transition électronique entre deux états atomiques liés induit une excitation nucléaire par l'intermédiaire d'un photon virtuel. Le processus NEET, schématisé sur la figure 1.4, est résonant : les transitions atomique et nucléaire doivent avoir la même énergie (à la largeur des niveaux près).

Dans un plasma à une température  $T$  et une densité  $\rho$  données, le taux d'excitation nucléaire par effet NEET pour une transition atomique de l'orbitale  $\alpha$

vers l'orbitale  $\beta$ , notée  $\lambda_{\alpha\beta}^{\text{NEET}}$ , est donné par [22] :

$$\lambda_{\alpha\beta}^{\text{NEET}}(T, \rho) = \sum_{C_i} P_{C_i}(T, \rho) \lambda_{\text{NEET}}^{\alpha \rightarrow \beta}(C_i, T, \rho) \quad (1.10)$$

où le terme  $C_i$  désigne la configuration électronique initiale (c'est à dire la répartition des électrons sur les différentes orbitales atomiques),  $P_{C_i}$  la probabilité que l'atome soit décrit par cette configuration initiale et  $\lambda_{\text{NEET}}^{\alpha \rightarrow \beta}(C_i, \rho, T)$  est le taux NEET de la configuration  $C_i$ . Ce dernier s'exprime à partir du produit du taux de décroissance  $\lambda_\alpha$  de l'orbitale atomique et de la probabilité de réaliser l'effet NEET durant cette désexcitation :

$$\lambda_{\text{NEET}}^{\alpha \rightarrow \beta}(C_i, T, \rho) = N_\alpha \left(1 - \frac{N_\beta}{g_\beta}\right) \lambda_\alpha P_{\text{NEET}}(\Gamma_\alpha, \Gamma_\beta, \delta) \quad (1.11)$$

où  $N_\alpha$  et  $N_\beta$  sont respectivement les populations électroniques de l'orbitale  $\alpha$  et  $\beta$ . Le terme  $g_\beta$  est la dégénérescence de l'orbitale  $\beta$ . L'élément de matrice NEET ne prend pas en compte la population des électrons sur les orbitales de la transition. Le terme  $N_\alpha(1 - \frac{N_\beta}{g_\beta})$  tient ainsi compte du nombre de fois où la désexcitation atomique peut avoir lieu. Le taux de désexcitation  $\lambda_\alpha$  est relié à la largeur en énergie  $\Gamma_\alpha$  de l'orbitale  $\alpha$  :

$$\lambda_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\hbar} \quad (1.12)$$

ainsi, le taux NEET total dans un plasma de température  $T$  et de densité  $\rho$  est calculé en sommant sur toutes les transitions atomiques et son expression est donnée par :

$$\lambda_{\text{NEET}}(T, \rho) = \sum_{\alpha \rightarrow \beta} \sum_{C_i} P_{C_i}(T, \rho) N_\alpha \left(1 - \frac{N_\beta}{g_\beta}\right) \frac{\Gamma_\alpha}{\hbar} P_{\text{NEET}}(\Gamma_\alpha, \Gamma_\beta, \delta_{\alpha\beta}) \quad (1.13)$$

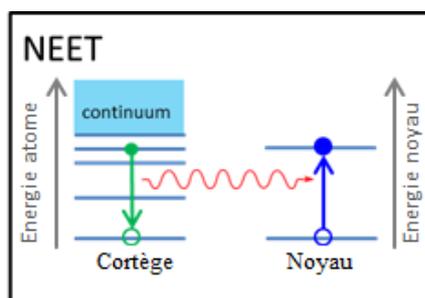


FIGURE 1.4 – Schéma représentant un processus NEET.

Le calcul du taux NEET dans un plasma est difficile car il faut :

- dénombrer toutes les configurations électroniques et calculer leur énergie,
- déterminer leur probabilité d'existence dans un plasma,
- calculer les largeurs des états atomiques.

Le calcul exhaustif devient impossible lorsque le numéro atomique de l'élément est élevé. Par exemple, pour un état de charge de  $42^+$  sur le mercure, il y a  $10^8$  configurations en autorisant les électrons à occuper les orbitales jusqu'à la couche P [23].

L'effet NEET a été observé expérimentalement lors de l'interaction d'un faisceau de particules avec une cible solide pour les noyaux d' $^{197}\text{Au}$  [24], d' $^{189}\text{Os}$  [25] et d' $^{193}\text{Ir}$  [26].

## II La diffusion électronique inélastique (e, e') sur le $^{181}\text{Ta}$

### II.1 Présentation du noyau de $^{181}\text{Ta}$

Le  $^{181}\text{Ta}$ , de numéro atomique 73, est un excellent candidat pour une mesure directe de taux d'excitation par processus (e, e'). C'est en effet un isotope stable, facile à manipuler, qui possède un premier état excité de faible énergie ( $J^\pi = \frac{9}{2}^-$ ) situé à seulement 6.237 keV au dessus l'état fondamental ( $J^\pi = \frac{7}{2}^+$ ). La durée de vie de cet état excité est  $T_{1/2} = 6.05 \mu\text{s}$ . Un schéma des niveaux d'énergie du  $^{181}\text{Ta}$  est présenté sur la figure 1.5.

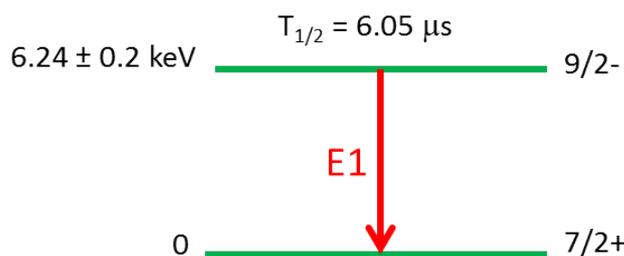


FIGURE 1.5 – Schéma du premier niveau d'énergie et de l'état fondamental du  $^{181}\text{Ta}$ .

L'isomère du  $^{181}\text{Ta}$  se désexcite par deux processus : l'émission radiative d'un photon  $\gamma$  de type E1 et la conversion interne (notée CI). Cette dernière est un processus de couplage entre le noyau et son cortège électronique. Lors de la désexcitation d'un état nucléaire, il existe une probabilité que l'énergie libérée durant cette désexcitation soit directement transférée à un électron du cortège électronique qui est alors émis dans le continuum. On définit le coefficient de conversion interne, noté  $\alpha$ , comme le rapport entre le taux de conversion interne  $\lambda_{CI}$  et le taux de désexcitation radiatif  $\lambda_\gamma$  :

$$\alpha = \frac{\lambda_{CI}}{\lambda_\gamma} \quad (1.14)$$

Ce processus a été très étudié en physique nucléaire et est actuellement bien compris. Dans le cas du  $^{181}\text{Ta}$ , le coefficient de conversion vaut 70.5.

## II.2 Les différents modèles de calculs de section efficace ( $e, e'$ )

Le processus ( $e, e'$ ) est bien décrit dans la littérature pour des énergies des électrons supérieures au MeV [27, 28] mais pas pour des énergies non relativistes. Divers calculs de section efficace ont été menés en utilisant différents modèles : calcul semi-classique [15], PWBA (Plane Wave Born Approximation) [16], DWBA (Distorted Wave Born Approximation) [14, 29, 30, 31] et RHFS (Relativistic Hartree-Fock-Slater) [16]. Les résultats de ces calculs sont résumés sur la figure 1.6 pour le  $^{181}\text{Ta}$ .

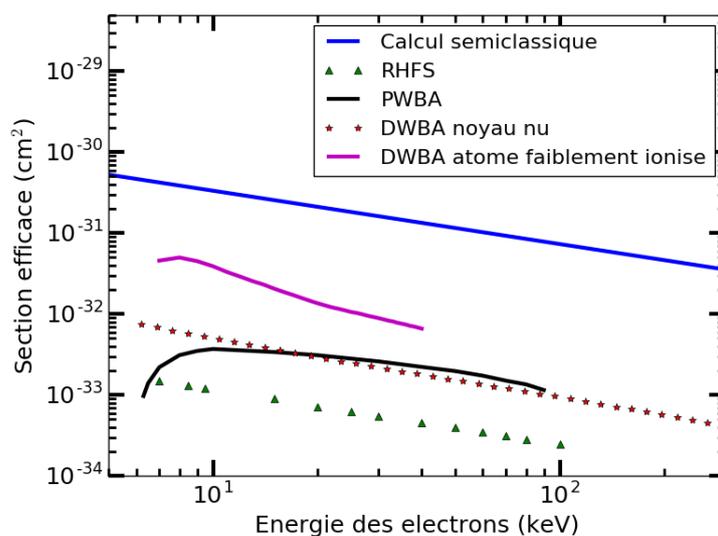


FIGURE 1.6 – Sections efficaces du processus ( $e, e'$ ) sur le noyau de  $^{181}\text{Ta}$  calculées suivant différents modèles théoriques en fonction de l'énergie des électrons incidents. Les calculs semi-classiques ont été réalisés par Letokhov et al. [15], les calculs RHFS et PWBA ont été effectués par Tkalya et al. [16] et les calculs utilisant la méthode DWBA ont été réalisés par A. Y. Dzyublik [30] et G. Gosselin et al. [31].

### Calcul semi-classique

Les travaux historiques de Letokhov et al. [15] de calcul de section efficace ( $e, e'$ ) dans ces gammes d'énergies ( $<100$  keV) ont été effectués à l'aide d'un modèle semi-classique. Dans ces travaux, la trajectoire de l'électron est calculée classiquement en considérant la diffusion coulombienne entre l'électron et le noyau de  $^{181}\text{Ta}$  pour un paramètre d'impact donné. La probabilité d'excitation est calculée le long de la trajectoire de l'électron compte tenu de l'élément de matrice d'interaction entre l'électron et le noyau, puis intégrée sur l'ensemble des paramètres d'impact considérés. Les sections efficaces calculées et représentées sur la figure 1.6 montrent une évolution linéaire en échelle logarithmique (loi de puissance) sur la gamme d'énergie 1-100 keV. Ces sections efficaces sont de l'ordre de quelques  $10^{-31}$  cm<sup>2</sup> au seuil d'excitation et de quelques  $10^{-32}$  cm<sup>2</sup> au delà de 100 keV.

### Calcul PWBA

Dans ce modèle quantique, on considère que la fonction d'onde de l'électron avant et après la collision peut être décrite par une onde plane. Cette approximation est justifiée si le temps de collision est court devant le temps nécessaire pour échanger un photon virtuel entre l'électron et le noyau nu (première approximation de Born) [32]. Pour une énergie cinétique de 100 keV, un électron a une vitesse de l'ordre de  $1.8 \times 10^8$  m/s et compte tenu d'une distance de collision  $d \simeq 10^{-10}$  m (taille approximative d'un atome), le temps de collision est estimé à  $t_{coll} \simeq 5 \times 10^{-19}$  s. Or, le temps  $\tau$  nécessaire pour échanger un photon virtuel peut être estimé par la relation d'Heisenberg  $\tau = \frac{\hbar}{\Delta E}$ , avec  $\hbar$  la constante de Planck et  $\Delta E = 6.24$  keV l'énergie que doit avoir le photon virtuel échangé entre l'électron et le noyau pour exciter celui-ci par un processus  $(e, e')$ . Ce temps est de l'ordre de  $6 \times 10^{-19}$  s. A une énergie cinétique de 100 keV on a donc  $t_{coll} \simeq \tau$  et nous sommes donc à la limite de l'approximation PWBA, l'électron échange au plus un photon virtuel au cours de l'interaction.

Pour une énergie cinétique de 10 keV, le temps de collision est de  $t_{coll} \simeq 1.7 \times 10^{-18}$  s, ce qui est supérieur à  $\tau$ . Dans ce cas, l'électron et le noyau échangent plus d'un photon virtuel et la fonction d'onde décrivant l'électron ne peut plus être considérée comme plane, elle est déformée.

Les calculs de Tkalya et al. [16] présentés sur la figure 1.6 prédisent une section efficace de quelques  $10^{-33}$  cm<sup>2</sup> pour des électrons d'énergie 6-100 keV avec le modèle PWBA, ce modèle présentant un seuil en énergie à 6 keV. Notons que sa dépendance est également linéaire en échelle logarithmique avec une pente équivalente à celle du modèle semi-classique.

### Calcul DWBA

Ce modèle quantique prend en compte la déformation de la fonction d'onde lors de l'interaction [32], en résolvant l'équation de Schrödinger avec un potentiel d'interaction coulombien entre l'électron et le noyau nu de <sup>181</sup>Ta. Pour des énergies inférieures à 100 keV l'électron n'est pas relativiste et une description dans le formalisme de Dirac n'est pas forcément nécessaire. Les calculs de G. Gosselin et al. [14] effectués dans le cadre du modèle DWBA prédisent des valeurs de section efficace pour les noyaux de <sup>110</sup>Ag et de <sup>201</sup>Hg de l'ordre de  $10^{-31}$  à  $10^{-30}$  cm<sup>2</sup> sur la gamme d'énergie 1-100 keV. Dans le cas du <sup>181</sup>Ta [31], la figure 1.6 montre des sections efficaces calculées par le même auteur de l'ordre de  $10^{-33}$  cm<sup>2</sup>. A basse énergie les calculs DWBA sont en désaccord avec les calculs PWBA, puis les deux modèles convergent à partir d'une énergie d'une dizaine de keV.

Par ailleurs, des calculs de sections efficaces ont été effectués sur le <sup>201</sup>Hg par Dzyublik et al. [29] avec le modèle DWBA et en prenant en compte l'effet d'écran du cortège électronique de l'atome. L'effet d'écrantage du champ coulombien du noyau par les électrons du cortège électronique est modélisé par un potentiel de la forme  $V_c = -\frac{Ze^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)$  où  $r_0$  est la longueur caractéristique d'écrantage,  $r$  la distance considérée par rapport au noyau,  $e$  la charge électrique élémentaire et  $Z$  la charge électrique du noyau. Plus  $r_0$  est grand, plus faible est l'écrantage.

La limite du noyau nu est obtenue pour  $r_0 \rightarrow +\infty$  avec un potentiel d'interaction qui tend vers le potentiel coulombien  $V_c = -\frac{Ze^2}{r}$ . Le  $^{201}\text{Hg}$ , de numéro atomique 80, est un isotope stable qui possède un premier état excité de faible énergie situé à 1.56 keV au dessus de l'état fondamental. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 1.7 en fonction de l'énergie des électrons  $\Delta E$  au-dessus du seuil d'excitation  $E_0$  et en considérant différents rayons d'écrantage  $r_0$ . L'énergie totale  $E$  des électrons incidents s'exprime par la relation :  $E = \Delta E + E_0$ . Ces résultats montrent une baisse de la valeur de la section efficace ( $e, e'$ ) à basse énergie au dessus du seuil d'excitation lorsque la longueur d'écrantage  $r_0$  du champ électrique considérée diminue. En effet, la longueur d'écrantage  $r_0=0.3$  nm correspond à un atome fortement ionisé où le potentiel du noyau est peu écranté et attire donc les électrons incidents même de faible énergie au-dessus du seuil d'excitation. La longueur d'écrantage  $r_0=0.012$  nm correspond à la configuration de l'atome neutre ou très faiblement ionisé. Enfin, la longueur d'écrantage  $r_0=0.003$  nm correspond à un atome neutre dans un milieu très dense où le potentiel des électrons du cortège repousse les électrons incidents ayant une faible énergie au dessus du seuil d'excitation. Ces effets d'écran disparaissent lorsque l'énergie des électrons incidents augmente et les sections efficaces calculées pour trois valeurs de la longueur d'écrantage  $r_0$  convergent.

Les résultats des calculs DWBA effectués pour l'atome faiblement ionisé de  $^{181}\text{Ta}$  avec  $r_0=0.013$  nm sont représentés sur la figure 1.6. Ils présentent des sections efficaces de l'ordre de quelques  $10^{-32}$  cm<sup>2</sup> sur la gamme d'énergie 10-100 keV, valeurs intermédiaires à celles des autres calculs. La forme de la courbe est cependant similaire à celle des modèles semi-classiques, PWBA et DWBA (noyau nu).

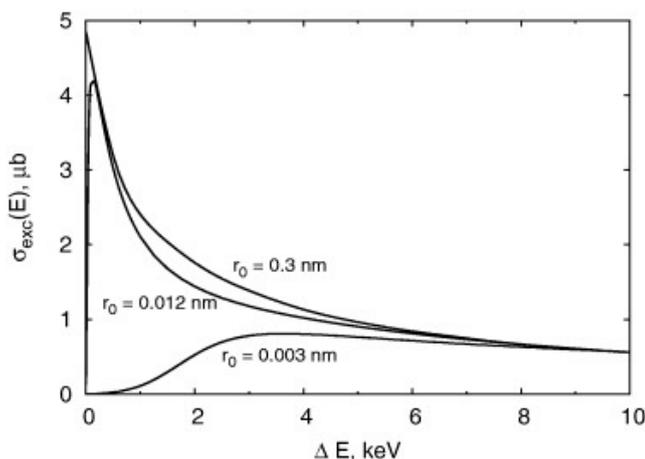


FIGURE 1.7 – Section efficace du processus ( $e, e'$ ) sur le noyau de  $^{201}\text{Hg}$  en fonction de l'énergie  $\Delta E$  de l'électron incident pour différents rayons d'écrantage  $r_0$ . L'origine de l'énergie correspond au seuil d'excitation  $E_0$  du noyau.

### Calcul RHFS

Le calcul RHFS utilise la méthode Hartree-Fock [32] pour décrire plus finement les effets d'écrantage au sein de l'atome. Avec cette méthode, dans un premier

temps des fonctions d'ondes décrivant les électrons du cortège électronique d'un atome de  $^{181}\text{Ta}$  sont prises a priori. Celles-ci permettent de définir un potentiel d'interaction entre les électrons du cortège et le noyau. Ensuite, l'équation de Dirac est dans ce cas résolue et donne de nouvelles fonctions d'ondes. Le calcul est traité de manière itérative jusqu'à avoir convergence des fonctions d'ondes décrivant les électrons de l'atome de  $^{181}\text{Ta}$ . L'équation de Dirac est également utilisée pour décrire l'interaction entre l'électron incident et l'édifice atomique de  $^{181}\text{Ta}$ . Les travaux de Tkalya et al. [16] présentent les résultats de deux calculs RHFS effectués dans le cas d'un atome neutre et d'un ion  $33+$  de  $^{181}\text{Ta}$ . Ces calculs permettent d'étudier les effets liés au nombre d'électrons dans le cortège sur la valeur de la section efficace ( $e, e'$ ). Les sections efficaces ainsi calculées sont les mêmes pour l'atome neutre et pour l'ion  $33+$ , les électrons des couches externes du cortège électronique ne semblent donc pas écranter le potentiel du noyau et n'affectent donc pas les valeurs des sections efficaces d'excitation nucléaire par diffusion inélastique ( $e, e'$ ). La courbe sur la figure 1.6 présente des valeurs de sections efficaces de l'ordre de  $10^{-34}$  à  $10^{-33}$   $\text{cm}^2$  sur la gamme d'énergie 1-100 keV.

Les valeurs obtenues par la méthode RHFS sont plus faibles que celles obtenues par les méthodes DWBA et PWBA mais restent néanmoins du même ordre de grandeur. La prise en compte de l'effet d'écrantage du potentiel du noyau par les électrons du cortège dans le modèle RHFS semble avoir pour conséquence une réduction de la valeur de la section efficace par rapport aux modèles PWBA et DWBA où seul le potentiel du noyau nu est pris en compte. Néanmoins, à la différence des travaux de Dzyublik et al. [29], les sections efficaces déterminées avec la méthode RHFS ne convergent pas vers celles calculées avec le modèle DWBA pour le noyau nu au-delà de quelques dizaines de keV. Par ailleurs, les résultats des calculs RHFS, PWBA et DWBA sont inférieurs de deux à trois ordres de grandeur aux résultats du calcul semi-classique. Ce modèle basé sur des hypothèses classiques est questionnable pour la description de la diffusion ( $e, e'$ ) dans cette gamme d'énergie. L'ensemble de ces calculs donnant des courbes de même forme, on peut se demander si la différence entre les valeurs de section efficace pour les différents modèles est due à un facteur de proportionnalité près dans le terme décrivant l'interaction entre l'électron et l'atome ou le noyau sur la gamme d'énergie 10-100 keV.

### II.3 Recherche de l'excitation nucléaire dans un plasma de $^{181}\text{Ta}$

Selon les modèles théoriques utilisés, les sections efficaces ( $e, e'$ ) calculées sont inférieures à quelques  $10^{-31}$   $\text{cm}^2$  aux énergies considérées, avec des différences de plusieurs ordres de grandeur selon le modèle. Afin de mettre en évidence d'éventuelles excitations nucléaires dans les plasmas par ce processus, des expériences ont été menées, notamment sur le  $^{181}\text{Ta}$ . Les lasers de grande énergie (plusieurs dizaines de Joules à kilo Joules) et d'impulsions longues (centaines de picosecondes à plusieurs nanosecondes) disponibles depuis plusieurs années permettent, avec des intensités sur cible de l'ordre de quelques  $10^{13}$  à  $10^{17}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ , de produire des plasmas à des températures de quelques dizaines d'eV à quelques keV. Dans ces

conditions, des états nucléaires à faible énergie d'excitation (quelques keV) sont susceptibles d'être excités.

Andreev et al. ont annoncé avoir mis en évidence l'excitation du  $^{181}\text{Ta}$  dans un plasma laser avec un taux important de  $10^5$  noyaux excités par tir [33]. Le plasma était produit à l'aide d'un laser picoseconde d'une intensité de  $1 - 4 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Les auteurs expliquaient ce fort taux d'excitation par une augmentation importante de la section efficace de photoexcitation causée par un accroissement de la largeur de l'état isomérique dans le plasma.

Afin de confirmer ce résultat, le groupe ENL en collaboration avec des équipes du CEA/DAM/DIF et du CELIA, a mené une campagne expérimentale auprès du laser Aurore du CELIA. Ce laser kilohertz délivre des impulsions laser d'une durée de 45 fs et peut atteindre une intensité sur cible de quelques  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Dans un premier temps, des mesures ayant pour objectif la caractérisation des distributions en énergie des photons et des électrons émis par le plasma ont été réalisées [9, 34]. Afin de mesurer l'excitation de l'état fondamental du  $^{181}\text{Ta}$  vers son état isomérique, un scintillateur NaI, blindé pour s'affranchir de l'émission X du plasma, était placé dans la chambre expérimentale afin de détecter les  $\gamma$  de désexcitation de l'isomère. Le nombre de ces  $\gamma$  détectés doit décroître au cours du temps avec une période de 6.05  $\mu\text{s}$ . Les résultats négatifs obtenus lors de cette expérience ne confirment pas ceux d'Andreev et al. [33] pourtant réalisés dans des conditions similaires. Notons que ces travaux ont motivé les études théoriques de Tkalya et al. [16] et Gosselin et al. [14, 31] sur les sections efficaces des processus (e, e') dans les plasmas.

Les deux expériences réalisées à ce jour n'ont pas permis de mesurer expérimentalement le taux d'excitation nucléaire du  $^{181}\text{Ta}$  dans un plasma, que ce soit par photoexcitation ou par le processus (e, e'). Afin de mesurer ce taux et d'en déduire une valeur de section efficace de diffusion (e, e'), une réflexion a été menée sur la faisabilité d'une expérience de mesure directe à l'aide d'un faisceau d'électrons pulsé intense et bref sur une cible solide de  $^{181}\text{Ta}$ .

#### II.4 Conditions de faisceau pour une mesure directe de section efficace (e, e') ou du taux d'excitation

La motivation principale pour le développement de la source d'électrons est la mesure de sections efficaces d'excitations nucléaires par diffusion inélastique d'électrons sur le noyau atomique. Pour dimensionner une telle expérience il faut déterminer le nombre minimal d'excitations nucléaires détectables et en déduire les caractéristiques du faisceau d'électrons, en termes d'énergie, de durée et de nombre de particules, nécessaire à leur obtention. Ce dimensionnement est réalisé pour le noyau de  $^{181}\text{Ta}$  dont on a présenté les calculs théoriques de sections efficaces disponibles [9, 14, 15]. On rappelle que le premier état isomérique du  $^{181}\text{Ta}$  est situé à 6.2 keV au dessus de l'état fondamental et qu'il possède une demi-vie de  $T_{\frac{1}{2}} = 6.05 \mu\text{s}$ . Ces caractéristiques imposent d'utiliser un faisceau d'électrons pulsé d'énergie supérieure à 10 keV afin d'exciter ce premier état. La durée des impulsions doit être inférieure à 1/10 de la demi-vie de l'état excité afin qu'elle soit négligeable devant cette dernière. La période entre deux paquets d'électrons

successifs doit être de l'ordre de la ms pour qu'au moins 10 demi-vies soient passées entre deux paquets et que tous les noyaux excités aient eu le temps de décroître vers l'état fondamental avant une nouvelle irradiation.

La désexcitation du noyau est accompagnée de l'émission d'un photon  $\gamma$  ou d'électrons de conversion que l'on cherchera à détecter. Une centaine de photons détectés devrait permettre de construire une courbe de décroissance radioactive du  $^{181}\text{Ta}$ , permettant l'identification des photons provenant bien de la désexcitation du noyau. Un ordre de grandeur du nombre d'électrons  $N_{e^-}$  nécessaire pour effectuer une telle mesure peut être obtenu à partir de l'équation :

$$N_{e^-} \simeq \frac{N_\gamma \times \alpha}{n_{cible} \times d \times \sigma_{(e, e')} \times \epsilon} \quad (1.15)$$

où  $N_{e^-}$  est le nombre d'électrons incidents sur une cible de  $^{181}\text{Ta}$ , de densité volumique d'atomes  $n_{cible}$  et d'épaisseur  $d$ . Cette relation ne donne qu'un ordre de grandeur du nombre d'électrons nécessaire, dans la mesure où on néglige la perte d'énergie des électrons dans la cible ainsi que la dépendance de la section efficace  $\sigma_{(e, e')}$  avec cette énergie. Le paramètre  $\alpha$  est le coefficient de conversion interne et  $\epsilon$  l'efficacité de détection. La densité volumique d'atomes cibles dépend de la masse volumique  $\rho$  et de la masse molaire  $M_{mol}$  :

$$n_{cible} = \frac{\rho N_A}{M_{mol}} = \frac{16.4 \times 6.02 \times 10^{23}}{181} = 5.4 \times 10^{22} \text{ noyaux.cm}^{-3} \quad (1.16)$$

D'après la base de données ESTAR [35] le parcours total d'un électron de 50 keV dans le  $^{181}\text{Ta}$  est de 5  $\mu\text{m}$ , c'est cette épaisseur de cible que nous allons considérer pour notre estimation. La section efficace  $\sigma_{(e, e')}$  la plus pessimiste attendue à 50 keV est d'environ  $2 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$ . On considère un système de détection comprenant un cristal de NaI accolé en face arrière de la cible avec une efficacité estimée arbitrairement à environ  $\epsilon = 25\%$ . En effet, on peut imaginer d'une part une géométrie du détecteur qui occasionne une efficacité d'environ 50% liée à sa disposition. Et d'autre part les rayons X émis par le freinage des électrons sur la cible peuvent générer un temps mort du détecteur pendant une durée de l'ordre de la demi-vie du  $^{181}\text{Ta}$  et occasionnent donc 50% de pertes supplémentaires. De plus, le coefficient de conversion interne de cet atome est égal à  $\alpha = 70.5$ , ce qui signifie que pour 70.5 désexcitations de  $^{181}\text{Ta}$ , une seule conduit à l'émission d'un photon, les autres donnant lieu à l'émission d'un électron. Dans ce calcul, on ne tient pas compte de l'absorption des photons de désexcitation dans la cible de  $^{181}\text{Ta}$ .

Pour atteindre une centaine de photons détectés, d'après l'équation (1.15), un nombre minimal d'électrons incidents égal à  $N_{e^-} \simeq 4 \times 10^{17}$  est nécessaire. Il n'est pas possible d'avoir un faisceau avec un tel nombre de particules chargées sur une durée de quelques dizaines de nanosecondes : la charge étant de plusieurs dizaines de mC, la répulsion Coulombienne et les effets de charge d'espace sont trop forts. Ce nombre d'électrons pourrait néanmoins être réparti en quelques  $10^4$  paquets d'électrons pulsés de quelques  $10^{13}$  électrons, de durée maximale de quelques centaines de nanosecondes et d'énergie de quelques dizaines de keV. Pour un taux de répétition du faisceau de 10 Hz, il suffirait alors d'environ 20 minutes

d'acquisition pour construire une courbe de décroissance radioactive exploitable. Même avec un taux de répétition de 1 tir toutes les 10 s (refroidissement de la cible, acquisition et sauvegarde des données), une durée de l'ordre de 30 à 40 h serait nécessaire, durée parfaitement envisageable d'un point de vue expérimental.

### III Vers une nouvelle source d'électrons

Dans cette section, nous établissons dans un premier temps un état de l'art des différentes sources d'électrons afin de comparer leurs caractéristiques avec celles dont nous avons besoin pour notre expérience, soit :

- une source d'électrons d'énergie de quelques dizaines de keV, versatile (facilité d'emploi, adaptable en énergie et avec un contrôle simple des paramètres)
- une source pulsée de durée inférieure à une centaine de ns (négligeable devant la demi-vie du premier état excité du  $^{181}\text{Ta}$ )
- un paquet d'électrons toutes les secondes pour permettre l'acquisition des signaux de détecteurs à chaque impulsion
- au moins  $10^{13}$  électrons d'intérêt par paquet ayant une énergie de plus de 6 keV pour atteindre quelques  $10^{17}$  électrons sur une durée de quelques jours maximum.

Dans la suite de cette partie, une étude de la faisabilité de la source développée au cours de cette thèse sera présentée.

#### III.1 Etat de l'art des sources d'électrons existantes

Les différentes sources étudiées dans la suite de ce chapitre peuvent être classées en deux catégories :

- les sources à cathode physique : les sources laser-photocathode, l'émission thermo-ionique et les diodes à décharge
- les sources à plasma : les sources à décharge plasma dans un gaz et les sources laser-plasma.

##### III.1.a Les sources laser-photocathode

Le principe des sources d'électrons laser-photocathode est basé sur l'interaction d'un faisceau laser (UV, visible ou infra-rouge) et d'une photocathode couplée à un dispositif d'accélération [36]. Une photocathode est une électrode recouverte d'un matériau capable de libérer des électrons par effet photoélectrique lorsqu'il est soumis à un rayonnement de photons, avec un temps de réponse inférieur à la femtoseconde [37]. Une photocathode est principalement caractérisée par son rendement quantique d'émission, qui dépend fortement de l'énergie du rayonnement incident. L'énergie des photons incidents des lasers utilisés est de quelques eV ce qui conduit à des efficacités quantiques des photocathodes de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-1}$  suivant le matériau utilisé [38, 39, 40]. Le rendement faible des photocathodes entraîne des quantités d'électrons produits insuffisantes pour que ce type de dispositif convienne à notre étude.

D'après J-H. Han et al. [36], un laser femtoseconde produirait  $10^7$  électrons par tir avec un taux de répétition de 1 kHz. Ce type d'installation poserait des problèmes de détection au vu du haut taux de répétition et de plus la quantité d'électrons produits par tir laser demanderait  $10^4$  h soit des mois d'utilisation pour obtenir les  $10^{17}$  électrons nécessaires.

Les travaux de J. E. Clendenin [41] indiquent qu'un faisceau d'électrons de plusieurs dizaines de nC soit environ  $10^{11}$  électrons par tir laser peut être créé en utilisant une photocathode en CsK<sub>2</sub>Sb. Cependant ce type de photocathode se dégrade au contact de l'air et a une durée de vie de seulement quelques dizaines d'heures en fonctionnement, ce n'est donc pas une solution envisageable pour atteindre le nombre d'électrons requis.

Enfin, d'après U. Boesl et al. [38], un laser nanoseconde produirait  $10^{11}$  électrons par tir avec un taux de répétition de 20 Hz. Le taux de répétition est trop élevé, mais en imaginant qu'on puisse le réduire à 1 Hz, il faudrait environ  $10^3$  h d'acquisition pour obtenir  $10^{17}$  électrons. Cette durée est encore trop longue d'au moins un ordre de grandeur.

### III.1.b L'émission thermo-ionique

L'émission thermoionique est un processus d'émission d'électrons provenant d'un métal chauffé, dont les atomes vibrent du fait de l'énergie thermique. L'effet croît de manière importante avec l'augmentation de la température. Des matériaux tels que le tungstène et le CeB<sub>6</sub> sont utilisés en raison de la faible énergie nécessaire pour extraire un électron de la cathode. En pratique, cette énergie est apportée en chauffant la cathode par effet Joule à une température suffisamment élevée pour qu'une certaine quantité d'électrons acquière l'énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel qui les maintient dans le solide (travail de sortie du matériau). Les électrons qui ont franchi cette barrière de potentiel se retrouvent dans le vide où ils sont ensuite accélérés par un champ électrique.

Les travaux de P. Sprangle et al. [42] sont réalisés avec une cathode en CeB<sub>6</sub> chauffée à environ 1400 K placée dans un champ électrique radio-fréquence de 700 MHz appliquant une différence de potentiel de 30 à 50 kV. Un faisceau d'environ  $10^{10}$  électrons de durée de l'ordre de quelques dizaines de ps est ainsi produit. La haute fréquence à laquelle ce faisceau est produit n'est pas adaptée à nos besoins.

Dans le cas de l'expérience de K. Togawa et al. [43], la cathode en CeB<sub>6</sub> est soumise à une différence de potentiel de  $-500$  kV avec une fréquence de répétition de 10 Hz. Un faisceau de  $10^{13}$  électrons de 3  $\mu$ s de durée est produit. Même si la quantité d'électrons produite rend ce dispositif intéressant, la durée de l'impulsion du faisceau supérieure à la microseconde n'est pas adaptée à notre problématique. De plus, appliquer une différence de potentiel de  $-500$  kV nécessite d'utiliser un matériel spécifique contraignant en terme de coût et de sécurité.

### III.1.c Les diodes à décharge

Dans une diode à décharge, l'énergie stockée dans des condensateurs, eux-mêmes alimentés par une source haute tension, est transmise à une diode composée d'une cathode et d'une anode espacées d'une distance centimétrique. La

différence de potentiel ainsi créée entre la cathode et l'anode peut atteindre plusieurs centaines de kV et engendrer une décharge électrique d'intensité de l'ordre de quelques kA, comme expliqué dans la thèse de K. Pépitone [44, 45]. Un faisceau d'environ  $10^{15}$  électrons ayant une énergie de 100 à 500 keV et avec une durée de pulse d'environ 100 ns est créé. Dans le cas des travaux de G. Shafir et al. [46, 47], un faisceau de quelques  $10^{15}$  électrons ayant une énergie de 10 keV à 10 MeV est produit sur des durées d'impulsion de quelques dizaines de nanosecondes avec une fréquence pouvant aller de 1 à 50 Hz.

Les très hautes tensions utilisées sur ces installations nécessitent d'utiliser un matériel spécifique onéreux et très imposant. De plus, suivant le type de cathode utilisé, la durée de vie de celle-ci peut être relativement courte :  $10^4$  à  $10^6$  tirs [46, 47], ce qui exclut cette technologie pour notre application.

#### III.1.d Les sources à décharge plasma dans un gaz

Dans une source à décharge plasma, les électrons sont issus d'un plasma formé par le passage d'un courant électrique au travers d'un gaz à basse pression, tel que l'argon ou un autre gaz noble. Une fois produits, les électrons sont ensuite accélérés par un champ électrique.

V. I. Gushenets et al. [48] obtiennent un faisceau de  $10^{14}$  électrons de 100 ns de durée à une fréquence pouvant aller de 50 à 1000 Hz. Malgré ces propriétés intéressantes, cette source présente néanmoins le désavantage d'être très étendue avec une surface d'émission d'environ  $400 \text{ cm}^2$ .

Le dispositif expérimental décrit dans les travaux de G. Fiksel et al. [49] produit un faisceau pouvant atteindre  $10^{20}$  électrons sur une surface d'émission de  $10 \text{ cm}^2$ . Cependant la durée du pulse, de l'ordre de la milliseconde, est bien trop longue pour que nous utilisions ce type de source.

#### III.1.e Les sources laser intense-plasma

L'interaction d'un laser de puissance focalisé sur une cible forme un plasma dont les propriétés permettent de créer des faisceaux de particules. Le passage de l'impulsion laser au sein du plasma perturbe la densité électronique via une force appelée force pondéromotrice. Pour des intensités laser sur cible supérieures à  $10^{16-17} \text{ W.cm}^{-2}$ , des champs électriques extrêmes sont produits, atteignant des valeurs de l'ordre du TV/m, soit plus de 10 000 fois plus intenses que les champs électriques produits dans les structures radiofréquences des accélérateurs conventionnels. Ces oscillations dans la densité électronique permettent l'accélération des électrons du plasma dans la direction de propagation du faisceau laser.

Dans les simulations numériques effectuées par L. G. Zhang et al. [50], un laser Terawatt au  $\text{CO}_2$  de longueur d'onde micrométrique et de durée d'impulsion de 30 fs crée un plasma dont la densité électronique atteint  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Ces simulations montrent qu'un faisceau de  $6 \times 10^{10}$  électrons peut ainsi être accéléré jusqu'à une énergie dépassant le GeV. D'autres simulations menées par P. Antici et al. [51] montrent qu'un laser de caractéristiques similaires focalisé à une intensité de  $5 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$  peut créer un plasma de densité électronique de  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Un faisceau de  $4.3 \times 10^9$  électrons serait accéléré au sein du plasma jusqu'à une

énergie de l'ordre du GeV. Enfin, de nombreuses expériences ont mis en évidence l'accélération de particules à haute énergie dans les plasmas produits par laser de haute intensité. Dans l'expérience de Leemans et al. [52], un laser de 38 fs focalisé sur une cible avec une intensité de  $2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$  produit un plasma de densité de l'ordre de  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dans lequel  $3 \times 10^8$  électrons sont accélérés jusqu'à une énergie de l'ordre du GeV.

Les installations nécessaires à la création de tels faisceaux de particules sont extrêmement imposantes, coûteuses et rares. De plus, le faible nombre d'électrons produits, leur énergie bien trop importante et les difficultés techniques à surmonter pour transporter et exploiter ces faisceaux d'électrons rendent ce type de source inadapté à la problématique d'excitation par processus ( $e, e'$ ) à une énergie de quelques dizaines de keV.

### III.2 Le plasma produit par laser nanoseconde : une source d'électrons privilégiée

L'état de l'art présenté dans la partie précédente montre la nécessité de développer une nouvelle source d'électrons intense ( $10^{13}$  électrons), brève (quelques centaines de ns au maximum) et d'énergie de l'ordre de quelques dizaines de keV. Les processus d'interaction laser intense-plasma ne permettent pas d'accélérer suffisamment d'électrons par la seule force pondéromotrice de l'impulsion laser, cependant l'importante densité électronique disponible dans des plasmas produits par laser est une caractéristique intéressante. Le groupe Excitations Nucléaires par Laser au sein duquel ce travail de thèse est effectué dispose d'un laser nanoseconde Nd :YAG délivrant un faisceau de 1 J d'énergie et permettant d'atteindre des intensités sur cible de l'ordre de  $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$  [23]. Un plasma créé dans ces conditions pourrait fournir une quantité d'électrons disponibles suffisante.

#### III.2.a Caractéristiques des plasmas produits par laser nanoseconde

Lorsque la température augmente, la matière passe successivement de l'état solide à l'état liquide puis gazeux. A des températures supérieures à 10000 K (soit environ 1 eV), du fait des collisions entre les particules, les atomes de la matière s'ionisent. Les ions et les électrons séparés constituent un nouvel état de la matière : le plasma. Ce plasma reste globalement neutre car la densité des charges positives et négatives est la même, et lorsque la température diminue les électrons et les ions se recombinent pour reformer des atomes neutres. Le phénomène d'ionisation peut aussi se produire lors de l'absorption d'un photon (X, UV ou visible) par un électron du cortège électronique. Si on compare les énergies d'ionisation des atomes (par exemple entre 6 eV et 2300 eV pour l'aluminium [53]) et l'énergie des photons des lasers couramment utilisés (par exemple 1.16 eV pour un laser Nd :YAG de longueur d'onde  $\lambda=1064 \text{ nm}$ ), on remarque que l'énergie d'un seul photon est très insuffisante pour ioniser la matière. L'ionisation optique de la matière est provoquée par un processus d'absorption multiphotonique [54] qui engendre les premiers électrons libres dits "primaires". Ceux-ci vont ensuite gagner de l'énergie sous l'action du champ laser et produire des électrons dits "secondaires" par collision. Ces électrons secondaires acquièrent eux-même de

l'énergie et amorcent ainsi une réaction en chaîne qui multiplie de façon exponentielle le nombre d'électrons libres au sein du plasma. La pression à l'intérieur du plasma augmente rapidement du fait de l'élévation de la température électronique, engendrant une expansion du plasma assimilable à la détente d'un gaz dans le vide.

Un des paramètres parmi les plus pertinents pour évaluer la faisabilité d'une source d'électrons basée sur un plasma produit par laser est sa densité électronique. Cette densité électronique peut être évaluée à partir de la mesure de la largeur des raies spectrales émises par les éléments présents au sein du plasma par spectroscopie LIPS<sup>3</sup> [55, 56, 57]. En effet, la largeur de ces raies spectrales est modifiée en présence de charges électriques par effet Stark. L'effet Stark est la modification des états électroniques d'un atome sous l'action d'un champ électrique qui se traduit par l'élargissement des raies spectrales. Une relation liant cet élargissement à mi-hauteur  $\Delta\lambda_{1/2}$  et la densité électronique  $n_e$  peut être déduite [58, 59, 60] :

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2W \times \frac{n_e}{10^{16}} \quad (1.17)$$

avec  $W$  le paramètre d'influence électronique correspondant à la transition électronique de la raie d'émission observée [58, 60, 61]. Une mesure directe de  $\Delta\lambda_{1/2}$  permet donc de calculer la densité électronique  $n_e$ .

Lors de l'expérience de Sarkar et al. [62], un laser nanoseconde Nd :YAG de 60 mJ et de 1064 nm de longueur d'onde interagit avec une cible en aluminium placée dans l'air à pression atmosphérique. Un plasma de densité électronique maximum de l'ordre de  $10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  est produit. De même, dans l'expérience similaire de Pleslic et al. [60], un plasma d'aluminium d'environ  $3 \cdot 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  est produit à pression atmosphérique à l'aide d'une impulsion laser de durée 6 ns, d'énergie 11 mJ et de longueur d'onde 337.1 nm. L'intensité laser sur la cible d'aluminium dépassait  $10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ . Enfin, le travail de El Sherbini et al. [63] nous apprend qu'avec une cible de silicium (de numéro atomique voisin de l'aluminium) placée dans l'air et irradiée par un faisceau laser (Nd :YAG de longueur d'onde 1064 nm) avec une intensité de  $10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ , on obtient un plasma ayant aussi une densité de l'ordre de  $10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Afin d'évaluer la quantité d'électrons disponible lors d'un tir laser il est nécessaire d'estimer dans un second temps le volume de plasma produit. Il est difficile d'extraire cette information des publications. Dans les travaux de Shaikh et al. [56] le laser utilisé est un Nd :YAG de longueur d'onde 1064 nm, de fréquence de tir pouvant aller jusqu'à 10 Hz et dont le faisceau a été focalisé sur une cible de zinc avec une intensité de  $4 \cdot 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ . Ce dispositif permet de produire dans l'air un plasma de zinc dont l'évolution de la densité électronique en fonction de la distance à la cible est présentée sur la figure 1.8. Cette densité est d'environ  $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Si on considère arbitrairement une épaisseur de plasma de  $e = 1 \text{ mm}$  par rapport à la surface de la cible, et dans l'hypothèse où le plasma se détend avec un demi-angle de  $45^\circ$  par rapport à la normale à la cible [23, 64], on peut déduire un volume  $V$  du cône de plasma tel que  $V = \pi \frac{(e \times \tan(45^\circ))^2 \times e}{3} \simeq 1 \text{ mm}^3$ . Ainsi, environ  $10^{13}$  électrons sont disponibles dans ce volume de plasma.

---

3. LIPS : Laser-Induced Plasma Spectroscopy

Nous faisons les mêmes hypothèses sur l'expansion spatiale du plasma produit dans l'expérience de Parigger et al. [65] à l'aide du même laser focalisé avec une intensité de  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> sur une cible gazeuse d'hydrogène de pression comprise entre 0.2 et 1 bar. La densité électronique moyenne de ce plasma sur une distance de 5 mm par rapport à la cible étant de l'ordre de quelques  $10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>, environ  $10^{17}$  électrons sont disponibles. Enfin, toujours à l'aide d'un laser similaire, la publication de Harilal et al. [66] nous indique qu'avec une intensité laser de  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> appliquée sur une cible en graphite sous vide à  $10^{-4}$  mbar nous pouvons créer un plasma ayant une densité électronique moyenne de  $10^{17}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup> sur une distance de 5 mm par rapport à la cible comme l'indique la courbe de densité électronique de la figure 1.9. A l'aide du même raisonnement que précédemment, un volume de plasma de 130 mm<sup>2</sup> est déduit,  $10^{16}$  électrons seraient ainsi libérés au sein du plasma.

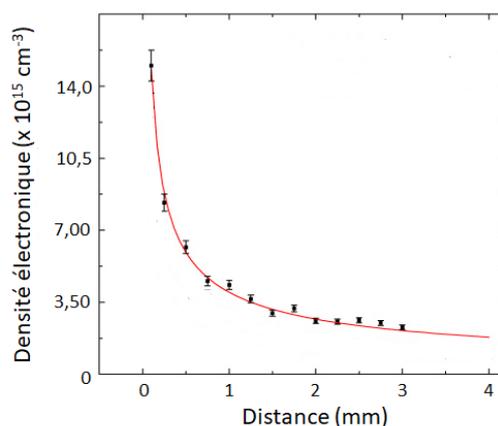


FIGURE 1.8 – Densité électronique d'un plasma de zinc en fonction de la distance à la cible mesurée par Shaikh et al. [56].

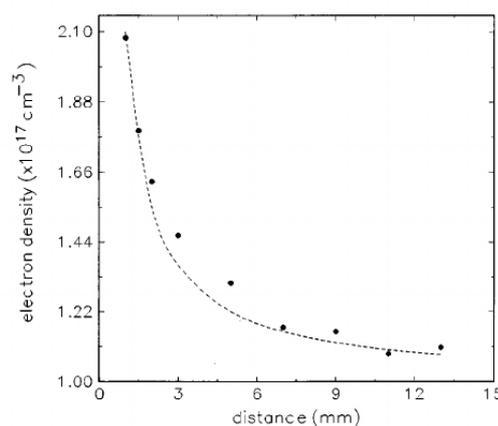


FIGURE 1.9 – Densité électronique d'un plasma de graphite en fonction de la distance à la cible mesurée par Harilal et al. [66].

La quantité d'électrons libérée dans les plasmas produits par des lasers Nd :YAG est donc comprise entre  $10^{13}$  et  $10^{16}$  électrons, pour des intensités infé-

rieures à celle disponible au sein du groupe ENL ( $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup>). Or, une intensité laser plus importante permet une ionisation des atomes à un état de charge plus élevé et la densité électronique d'un plasma semble augmenter lorsque l'intensité laser augmente [56]. Ainsi, nous disposons d'une source comportant un nombre d'électrons de l'ordre de  $10^{13}$  à  $10^{17}$  électrons à chaque tir laser, nombre qu'il est nécessaire de quantifier plus précisément à travers une étude expérimentale.

### III.2.b Extraction et accélération d'électrons à partir des plasmas produits par laser soumis à une tension

Les électrons produits dans les plasmas chauffés par laser nanoseconde ont des énergies cinétiques assez faibles (de l'ordre de l'eV). Pour les accélérer nous proposons d'appliquer un potentiel négatif de plusieurs kV. Une étude bibliographique a été menée pour connaître l'état de l'art de cette problématique d'un point de vue théorique et expérimental.

#### Travaux théoriques

Dans les travaux de Crispel et al. [67], une description analytique et numérique de l'expansion d'un plasma de deutérium quasi-neutre dans le vide entre deux électrodes a été réalisée. La cathode, placée à un potentiel de  $-100$  kV est séparée par une distance de  $1.15$  cm de l'anode, placée à  $0$  V. Le plasma, de densité électronique constante de  $10^{14}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>, remplit l'espace progressivement de la cathode vers l'anode avec une vitesse de  $3.10^4$  m/s. Deux régions de l'espace sont considérées : la région à l'intérieur du plasma et la région entre la face avant du plasma et l'anode. L'étude analytique consiste en une description fluide et Eulérienne de la région du plasma, celui-ci étant considéré comme deux fluides : les électrons et les ions. Ce modèle est un problème de sept équations couplées prenant en compte les équations de conservation du nombre de particules, de l'énergie et de la quantité de mouvement pour chaque espèce, ainsi que l'équation de Poisson. Cette dernière équation permet de déterminer le potentiel en tout point de l'espace compte tenu des densités volumiques de charge. Dans la région de l'espace entre la face avant du plasma et l'anode, un couplage de ce modèle analytique avec la loi de Child-Langmuir [68, 69] est réalisé. La loi de Child-Langmuir permet de décrire l'intensité maximale du courant d'électrons dans le vide entre deux électrodes placées à une certaine différence de potentiel. En raison d'un temps de calcul beaucoup trop élevé, la description numérique ne prend pas en compte l'ensemble du modèle analytique mais un modèle simplifié avec un plasma quasi-neutre sur lequel s'applique la loi de Child-Langmuir. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 1.10. Cette courbe représente quatre distributions en vitesse des électrons pour quatre instants correspondants à quatre extensions du plasma. Les unités sont arbitraires. Pour chaque instant, la vitesse des électrons est faible à l'intérieur du plasma jusqu'au niveau de la face avant du plasma, puis augmente subitement jusqu'à l'anode. Cette accélération brutale des électrons au niveau de l'interface plasma-vide correspond à leur extraction du plasma. Le travail présenté ici montre le bon accord des deux méthodes utilisées

et met en évidence une émission des électrons de la face avant du plasma soumis à une différence de potentiel au cours de son expansion.

Les modèles présentés ici prédisent qu'il est possible d'extraire et d'accélérer les électrons contenus dans un plasma neutre en appliquant un potentiel. Nous disposons des moyens pour produire un tel plasma et de le polariser afin d'en extraire les électrons, de quantifier leur nombre et de mesurer leur distribution en énergie et en surface. Nous allons maintenant présenter les travaux expérimentaux déjà effectués à ce jour dans ce domaine.

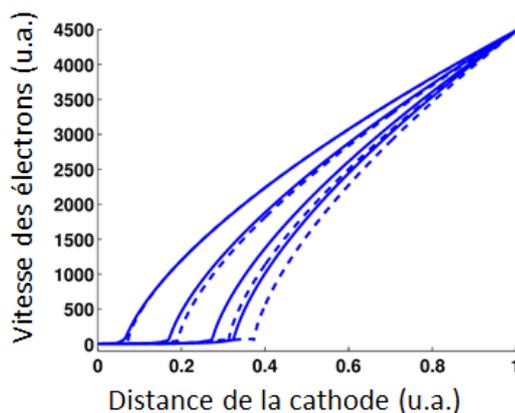


FIGURE 1.10 – Vitesse des électrons du plasma en fonction de la distance par rapport à la cathode pour quatre instants  $t_1=0.01$ ,  $t_2=0.03$ ,  $t_3=0.05$  et  $t_4=0.06$  (unités arbitraires). Les courbes en trait plein représentent l'étude analytique tandis que les pointillés correspondent à l'étude numérique [67].

### Travaux expérimentaux

Les travaux menés par Sakai et al. [70] semblent confirmer le phénomène d'extraction d'électrons d'un plasma en expansion dans une région où est appliquée une différence de potentiel. La figure 1.11 représente le dispositif utilisé. Un laser Nd :YAG d'énergie 150 mJ et de durée 20 ns est focalisé avec une intensité de  $3.10^8 \text{ W.cm}^{-2}$  sur une cible en titane placée dans le vide. Il produit un plasma se détendant entre la cible portée à un potentiel allant jusqu'à  $-3 \text{ kV}$  et une anode distante de 540 mm et placée à la masse. Un gap de 5 mm de long entre la cathode et l'anode permet l'extraction des électrons avant leur détection à l'aide d'une Faraday Cup. La figure 1.12 représente le signal des particules extraites du plasma et détectées en fonction du temps pour différentes tensions  $V_{ex}$  appliquées sur la cible. Lorsque  $V_{ex}$  est positif, le signal positif observé correspond à un signal ion tandis que lorsque  $V_{ex}$  est négatif, un signal négatif apparaît. Un faisceau d'intensité crête de 80 mA de durée de l'ordre de  $20 \mu\text{s}$  comportant quelques  $10^{12}$  électrons est observé. La durée de ce faisceau est importante et très supérieure à la centaine de ns du fait de la grande distance sur laquelle le plasma se détend avant que l'extraction des électrons ait lieu. Ce résultat montre cependant qu'une grande quantité d'électrons peut être obtenue au moyen d'un plasma produit par laser soumis à une différence de potentiel.

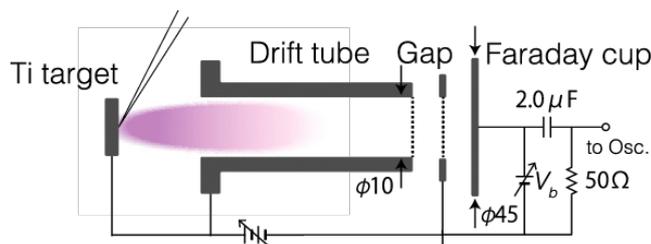


FIGURE 1.11 – Schéma du dispositif expérimental développé par Sakai et al. [70].

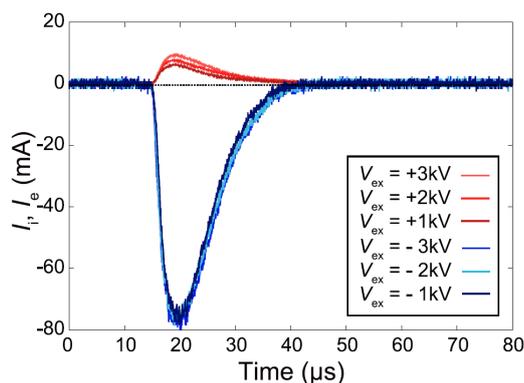


FIGURE 1.12 – Intensité du signal détecté par la Faraday Cup en fonction du temps pour différentes tensions  $V_{ex}$  appliquées sur la cible. L'intensité  $I_i$  (en rouge) est positive lorsque  $V_{ex} > 0$  et correspond à un signal ions, tandis que l'intensité  $I_e$  (en bleu) est négative lorsque  $V_{ex} < 0$  et correspond à un signal électrons [70].

Le dispositif expérimental de Rosado et al. [71, 72] présenté sur la figure 1.13 utilise un laser d'énergie 0.3 mJ, de fréquence de répétition modulable jusqu'à 30 kHz et de 4 ns de durée. Le faisceau laser est focalisé sur une cible en acier placée sous vide. Cette cible est polarisée à un potentiel négatif de  $-30$  kV permettant l'extraction des électrons du plasma entre la cible et l'anode connectée à la masse distantes de 5 mm. Le faisceau d'électrons ainsi obtenu est diaphragmé à l'aide d'une ouverture de 1.5 mm de diamètre avant d'être détecté à l'aide d'une Faraday Cup disposée 85 mm plus loin. L'intensité du courant d'électrons extraits et détectés en fonction du temps est présenté sur la figure 1.14. Une intensité crête de 10 mA est observée, le faisceau concentre  $3 \times 10^9$  électrons et n'excède pas une durée d'une cinquantaine de ns. La courbe de la figure 1.15 présente une distribution en énergie continue des électrons détectés entre 5 et 32 keV, soit une énergie suffisante pour la plupart des électrons pour effectuer notre expérience. Les électrons d'énergies supérieures à 30 keV sont dûs à des effets collectifs au sein du faisceau d'électrons que nous expliquerons en détail dans les chapitres suivants. Le nombre d'électrons restreint collecté dans ce travail est dû au diaphragme très petit appliqué. En effet, en imaginant que l'on ne touche pas à la distance cible-anode et en considérant que le plasma se détend avec un angle de  $45^\circ$ , la surface du faisceau au niveau du diaphragme est de l'ordre de  $80 \text{ mm}^2$  : en appliquant le rapport de cette surface sur la surface du diaphragme au nombre d'électrons détecté, on obtient quelques  $10^{12}$  électrons. Un tel dispositif serait

donc suffisant pour créer le faisceau d'électrons souhaité.

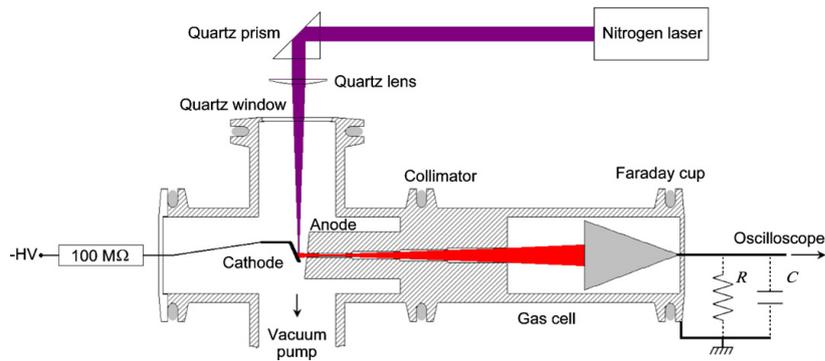


FIGURE 1.13 – Schéma du dispositif expérimental développé par Rosado et al. [71, 72].

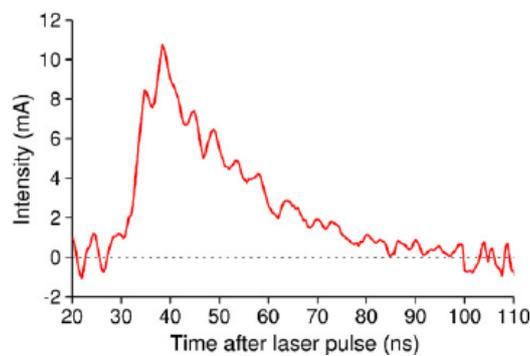


FIGURE 1.14 – Intensité du courant d'électrons extraits du plasma en fonction du temps après le tir laser [71, 72].

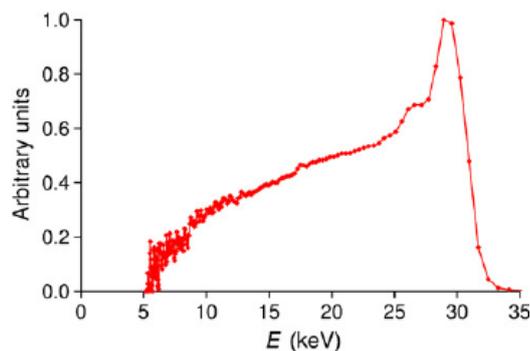


FIGURE 1.15 – Distribution en énergie des électrons extraits du plasma [71, 72].

Les informations collectées dans cette étude montrent qu'il est possible de développer une source d'électrons basée sur l'interaction d'un laser et d'une cible solide polarisée à un potentiel négatif : la mise au point d'un tel dispositif fera l'objet de ce travail de thèse. D'après les résultats de cette étude, il faut commencer nos investigations en caractérisant le plasma produit par notre laser Nd :YAG pour trouver la quantité d'électrons libérée et déterminer la position de la cathode

plasma d'où sont extraits les électrons. Pour extraire et détecter une grande quantité d'électrons il faut que l'extraction des électrons s'effectue sur une grande surface et que le détecteur utilisé ait une grande surface de collection. De plus, pour avoir un faisceau suffisamment court (inférieur à 100 ns), la distance cathode-anode-détecteur ne doit pas excéder quelques centimètres.

### III.3 Enjeux et organisation de ce travail de thèse

Dans cette thèse, nous nous intéressons aux plasmas générés par l'interaction d'une impulsion laser et d'une cible solide afin de produire un faisceau d'électrons intense et bref. L'étude bibliographique a démontré la faisabilité d'un tel dispositif expérimental. L'organisation du manuscrit est la suivante :

**Chapitre 2** : Nous introduirons dans un premier temps une description du code de simulation Particle-In-Cell "XooPIC" que nous avons utilisé pour confronter nos résultats expérimentaux et être prédictif. Nous présenterons les principes de la méthode de description cinétique du plasma avant de répertorier les principaux paramètres numériques et les principaux diagnostics utilisés dans le reste du manuscrit.

**Chapitre 3** : Nous donnerons une description détaillée du dispositif expérimental utilisé pour la création et la caractérisation du plasma produit par un laser Nd :YAG d'énergie 1 J et de durée 9 ns focalisé à une intensité de  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> sur une cible solide en aluminium. L'ensemble des détecteurs utilisés, les procédures d'alignement et de mesure ainsi qu'une étude complète de la dynamique d'expansion du plasma seront présentés.

**Chapitre 4** : Nous caractériserons les électrons extraits du plasma d'aluminium en expansion lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel électrique de l'ordre de quelques kV. Une mesure et une optimisation de la quantité d'électrons extraits seront présentées. Des études expérimentales et numériques permettront de valider l'existence de deux processus de production d'électrons lors de l'expansion du plasma.

**Chapitre 5** : Nous caractériserons le faisceau d'électrons d'un point de vue énergétique et surfacique. Les distributions en énergie des électrons seront déterminées expérimentalement et numériquement tout au long de l'expansion du plasma dans un premier temps. Dans un second temps, une analyse de l'intensité d'émission des électrons permettra, via un modèle numérique, de montrer que l'extraction des électrons ne se fait pas dans le vide mais est régie par la présence d'un pré-plasma.

Les conclusions et les perspectives de ce travail seront ensuite présentées à la fin du manuscrit.

## Conclusion

Nous avons établi dans ce chapitre la nécessité d'effectuer une mesure directe de section efficace de diffusion inélastique ( $e, e'$ ) en raison du désaccord entre

les différentes valeurs théoriques et des résultats peu probants des expériences réalisées à ce jour. Le dimensionnement réalisé à partir de la valeur calculée la plus restrictive de la section efficace montre que quelques  $10^{17}$  électrons sont nécessaires, soit un faisceau d'électrons délivrant environ  $10^{14}$  électrons pendant quelques dizaines d'heures à une fréquence de 0.1 Hz. L'étude des différentes sources d'électrons disponibles à ce jour a montré qu'elles étaient inadaptées à notre problématique. Nous avons démontré qu'une nouvelle source d'électrons basée sur leur extraction d'un plasma produit par laser pouvait potentiellement fournir la quantité d'électrons désirée avec les caractéristiques requises pour une étude expérimentale de l'excitation nucléaire par processus  $(e, e')$ .



## Chapitre 2

# Description cinétique du plasma : présentation du code Particle-In-Cell XLOOPIC

Ce travail de thèse est centré sur l'extraction et la caractérisation d'un faisceau d'électrons extraits d'un plasma chaud et dense. Les codes de simulation Particle-In-Cell sont des outils adaptés pour simuler les phénomènes étudiés tout au long de ce travail. La simulation numérique joue un rôle de plus en plus important dans l'étude des plasmas depuis les années 1960 et vient en complément des modélisations théoriques et des mesures expérimentales. La simulation d'un phénomène s'appuie sur une modélisation du milieu physique à partir des lois fondamentales qui le décrivent. Dans le domaine des plasmas, ce sont les équations du mouvement des particules (*via* l'équation de Vlasov [73, 74]), les équations qui décrivent l'évolution des champs électriques et magnétiques (équations de Maxwell) et l'équation de conservation de la charge. Suivant les caractéristiques du plasma simulé, différentes descriptions peuvent être utilisées. Dans le cas des plasmas non collisionnels, où le libre parcours moyen des électrons est très supérieur à la taille du plasma, et dans lequel l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint, la description dite cinétique est adaptée [75, 76]. Cette description décrit le mouvement de chaque type de particules en considérant une vitesse différente pour chacune au sein du plasma.

## I La méthode Particle-In-Cell

### I.1 La description cinétique

L'évolution de particules chargées, par exemple celles d'un plasma, est modélisée dans la description cinétique sans collisions par le système des équations de la dynamique et de Maxwell [77]. Pour chaque type  $\alpha$  de particules chargées (ions et électrons), l'équation de la dynamique :

$$\frac{d\vec{p}_\alpha}{dt} = q_\alpha(\vec{E} + \vec{v}_\alpha \wedge \vec{B}) \quad (2.1)$$

traduit le mouvement des particules soumises à des champs électriques  $\vec{E}$  et magnétiques  $\vec{B}$ . Ces champs sont exprimés par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.5)$$

où les densités de charge  $\rho = \sum_\alpha \rho_\alpha$  et de courant  $\vec{j} = \sum_\alpha \vec{j}_\alpha$  vérifient l'équation de conservation de la charge électrique :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0. \quad (2.6)$$

Dans ces équations,  $q_\alpha$ ,  $v_\alpha$  et  $p_\alpha$  sont respectivement la charge électrique, la vitesse et l'impulsion des particules de type  $\alpha$ . On nomme  $t$  le temps,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\varepsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide.

Le méthode numérique Particle-In-Cell permet de résoudre ce système d'équation. C'est une méthode largement utilisée car elle permet d'obtenir des résultats satisfaisants pour un coût de calcul raisonnable.

### I.2 Principe du code PIC

Les codes PIC modélisent la fonction de distribution de chaque espèce de particule par un ensemble de particules qui possèdent, en plus des caractéristiques physiques (masse, charge électrique...), un poids statistique. Ces macro-particules permettent ainsi de réduire considérablement le nombre de particules simulées tout en assurant une reproduction correcte des phénomènes physiques, les codes PIC les plus performants ne permettant pas de traiter plus de  $10^{9-10}$  particules en mouvement [78]. Les macro-particules sont considérées comme ponctuelles dans les équations du mouvement mais possèdent une distribution spatiale étendue

pour le calcul des densités de charges et de courant. Elles peuvent être vues comme des nuages de charges reproduisant le comportement statistique d'un nombre choisi et beaucoup plus grand de particules réelles.

Même si la technique des macro-particules permet de largement diminuer le nombre de particules simulées, il n'est cependant pas envisageable de simuler les interactions entre toutes ces macro-particules. On introduit alors un maillage spatial où les macro-particules se déplacent à l'intérieur des mailles et où les champs électromagnétiques moyens sont calculés à chaque noeud du maillage. Ce maillage et les macro-particules qui s'y déplacent sont représentés sur la figure 2.1 en géométrie bi-dimensionnelle. Avec cette méthode, une macro-particule n'interagit pas avec toutes les autres particules de la simulation, mais seulement avec les champs moyens des noeuds autour de la cellule dans laquelle elle se trouve. De cette façon, cette méthode ne prend pas en compte les collisions entre les particules.

Les équations du mouvement des particules et les équations de Maxwell sont des équations continues dans le temps et dans l'espace. Pour qu'elles soient résolues numériquement, le temps et l'espace doivent être discrétisés par pas :  $\Delta t$  pour le temps et  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  pour les deux dimensions de l'espace. Ainsi, toutes les grandeurs physiques de la simulation ne sont connues qu'aux instants correspondants à des multiples du  $\Delta t$  choisi. Les pas de discrétisation  $\Delta x$  et  $\Delta y$  correspondent à la dimension d'une maille, comme montré sur la figure 2.1. Les valeurs de  $\Delta t$  et  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  sont déterminées en tenant compte des contraintes physiques qui s'appliquent sur ces paramètres et qui seront présentées ultérieurement dans ce chapitre.

Les macro-particules peuvent se déplacer sur tout le maillage, délimité par le domaine spatial de la simulation, appelé boîte numérique. C'est uniquement dans cette boîte que le plasma est simulé. Elle possède alors des conditions aux bords pour les champs électriques et magnétiques et pour les macro-particules qui peuvent être réfléchies ou plus ou moins absorbées. De même, des potentiels électriques constants ou périodiques peuvent être appliqués sur des zones spécifiques de la boîte numérique.

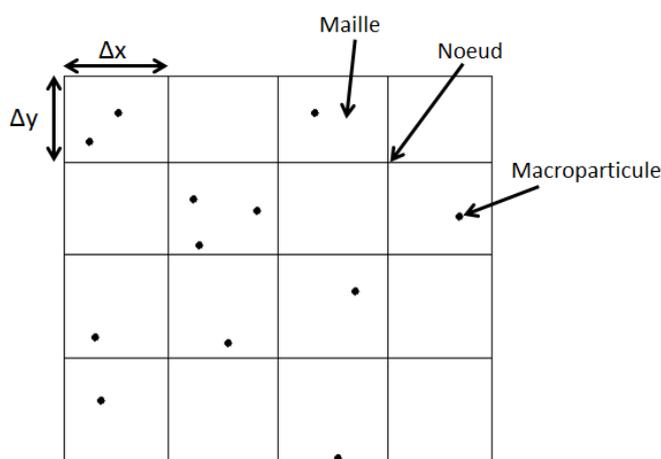


FIGURE 2.1 – Schéma du maillage pour une simulation Particle-In-Cell 2D.

### I.3 Algorithme et boîte numérique

Les équations de Maxwell et celles du mouvement des particules sont résolues, après chaque pas de temps  $\Delta t$ , selon l'algorithme du code PIC résumé en figure 2.2. L'algorithme est le suivant [75, 76, 77] :

- Génération d'un maillage en  $x$  le long de l'axe longitudinal sur le domaine d'étude  $[x_0, L_x + x_0]$ , avec  $x_0 \in \mathbb{R}$  la position du premier noeud et  $L_x \in \mathbb{R}$  la longueur de la boîte numérique. Soit  $N$  le nombre de points du maillage et  $\Delta x$  le pas d'espace, alors les positions des points du maillage sont donnés par  $x_i = x_0 + i\Delta x$  avec  $i = 0, \dots, N - 1$ . Il en est de même pour la génération du maillage en  $y$  le long de l'axe radial.
- Initialisation des positions, des vitesses et des poids des macro-particules.

Ensuite, à chaque pas de temps :

- Calcul de la densité de charge et de la densité de courant sur le maillage.
- Calcul des champs électriques et magnétiques sur le maillage.
- Application des champs sur les particules à l'intérieur des mailles.
- Déplacement des particules en appliquant la relation fondamentale de la dynamique sur un pas de temps  $\Delta t$ .

Ce cycle se répète  $N_t$  fois et permet ainsi de simuler le plasma pendant une durée de simulation  $t = N_t \cdot \Delta t$ .

Les codes PIC peuvent fournir de nombreuses informations sur les simulations. Celles utilisées au cours de cette thèse sont :

- La distribution spatiale des particules à des instants fixés.
- Les vitesses longitudinales et radiales des particules en fonction de leur position longitudinale ou radiale à des instants fixés.
- L'énergie cinétique totale des différentes espèces du plasma pour une durée de simulation donnée et pour une région de l'espace donnée.
- L'intensité du champ électrique aux différentes positions dans la boîte à un instant donné.

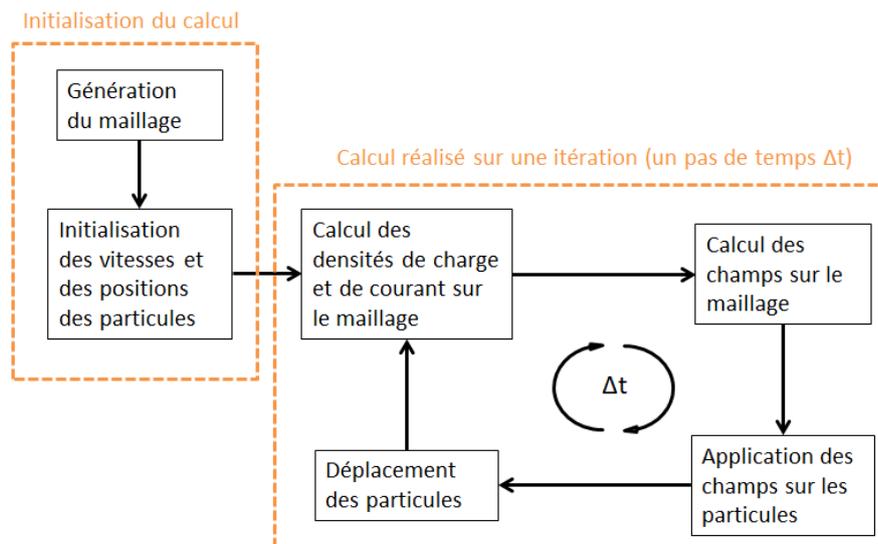


FIGURE 2.2 – Schéma de l'algorithme du code Particle-In-Cell.

## I.4 Présentation du code XOOPIIC

Les simulations numériques réalisées durant ce travail de thèse ont été effectuées avec le code Particle-In-Cell XOOPIIC, développé par J. P. Verboncoeur et al. [79]. Ce code, écrit en C++, inclut l'interface graphique XGrafix. XOOPIIC modélise deux dimensions de l'espace en coordonnées cartésiennes ou cylindriques, en calculant toutefois les trois composantes de la vitesse et des champs électriques et magnétiques. Même si ces trois composantes sont calculées, il n'y a pas de variation suivant la composante ignorée de l'espace [80].

Dans le calcul, les particules sont placées sur une grille 2D orthogonale avec un maillage rectangulaire. Différentes conditions aux limites peuvent être imposées (diélectrique, conducteur, transparence...). Dans les simulations présentées durant cette thèse, des conditions de réflexion des particules sont appliquées aux limites radiales de la grille. Ces simulations numériques sont réalisées uniquement en symétries cylindriques dans le repère  $(O, \vec{u}_z, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$ , avec  $\vec{u}_z$ ,  $\vec{u}_r$  et  $\vec{u}_\theta$  les vecteurs unitaires respectivement longitudinal, radial et orthoradial. Deux géométries seront utilisées :

- la géométrie 2D3V : deux dimensions dans l'espace et trois dimensions en vitesse. Les dimensions radiales et longitudinales de la grille sont du même ordre de grandeur. Ainsi, les particules se déplacent suivant les axes  $(Oz)$  et  $(Or)$ .
- la géométrie 1D3V : une dimension dans l'espace et trois dimensions en vitesse. La dimension de la grille suivant l'axe longitudinal  $(Oz)$  est très grande devant la dimension suivant l'axe radial  $(Or)$ . Techniquement il s'agit d'une géométrie 2D3V car les particules se déplacent légèrement suivant l'axe radial  $(Or)$ , néanmoins on peut considérer que les particules ne se déplacent que suivant l'axe  $(Oz)$ .

On notera toutefois que même si les particules ne se déplacent pas suivant le vecteur  $\vec{u}_\theta$ , les trois composantes des vitesses des particules et des champs sont tout de même calculées dans les simulations. Pour une position  $(z, r)$  donnée, le système intègre les particules sur tous les angles  $\theta$  afin d'obtenir une représentation 2D dans le repère  $(O, \vec{u}_z, \vec{u}_r)$ . Cette restriction permet de simplifier le problème par des symétries et de diminuer ainsi le temps de calcul. Le code XOOPIIC est donc bien adapté pour simuler des systèmes présentant une symétrie cylindrique, comme c'est le cas dans cette thèse.

## II Outils et grandeurs utiles pour l'analyse des simulations numériques

Nous verrons dans cette partie comment adapter les paramètres importants du code XOOPIIC que sont le maillage et le pas de temps de calcul. Nous exposerons aussi la méthode utilisée au cours de cette thèse pour déterminer la distribution en énergie des électrons extraits dans la simulation, et la méthode pour extraire un profil de potentiel électrique à partir des diagnostics disponibles.

## II.1 Définir un maillage adapté

### II.1.a Maillage spatial

A l'équilibre thermodynamique, chaque charge négative (respectivement positive) est entourée d'un nuage de charges positives (respectivement négatives), de telle sorte que la charge totale locale soit nulle et que la charge négative (respectivement positive) n'ait pas d'influence sur le champ électrique en dehors de ce nuage. L'effet des électrons sur le champ électrique peut être caractérisé par la taille de ce nuage, appelée longueur de Debye  $\lambda_D$ , définie par :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e q^2}} \quad (2.7)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température électronique,  $q$  la charge électrique d'un électron et  $n_e$  la densité électronique. La longueur de Debye représente l'échelle de longueur sur laquelle les électrons atténuent le champ électrique.

D'après les travaux de G. N. Marques et al. [81], la taille des cellules du maillage doit être de l'ordre de la longueur de Debye  $\lambda_D$  ou inférieure. Par exemple, dans un plasma dont la température électronique et la densité sont respectivement de l'ordre de l'eV et de  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ , la longueur de Debye est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. La taille des cellules ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ) est donc fixée ici à environ  $10 \text{ } \mu\text{m}$ , soit généralement entre  $\frac{\lambda_D}{10}$  et  $\frac{\lambda_D}{3}$ .

### II.1.b Pas de temps de calcul

La discrétisation du temps durant les simulations doit être suffisamment fine pour reproduire le comportement physique du plasma. Afin que l'algorithme présenté au paragraphe I.3 reste valide, le déplacement d'une macro-particule durant un pas de temps  $\Delta t$  ne peut pas être supérieur à la taille d'une maille [82]. Ce critère permet d'obtenir une première condition sur la valeur maximale possible du pas de temps. En effet, il doit donc être choisi en fonction de la taille de la maille  $\Delta x \times \Delta y$ , en respectant la relation :

$$c\Delta t_1 \leq \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad (2.8)$$

avec  $c$  la vitesse de déplacement de la particule, et  $\Delta t_1$  la valeur limite du pas  $\Delta t$ . D'après la taille caractéristique des cellules calculée dans la partie précédente et compte tenu de l'ordre de grandeur des vitesses des particules,  $\Delta t_1$  est de l'ordre de la picoseconde.

Par ailleurs, lorsque les électrons se déplacent dans le plasma sous l'effet d'un champ électromagnétique les éloignant de leur état d'équilibre, ils subissent une force attractive de la part des ions qui, ayant une masse plus grande, sont beaucoup moins mobiles. Les électrons sont alors ramenés vers leur position initiale. Ils ont ainsi un mouvement oscillatoire, dont la pulsation est appelée pulsation plasma  $\omega_p$  définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad (2.9)$$

avec  $m_e$  la masse d'un électron. Elle représente la pulsation caractéristique des oscillations des électrons dans le plasma. Le pas de temps de calcul doit être suffisamment faible devant la période de ces oscillations. D'après G. N. Marques et al. [81], le pas de temps limite correspondant, noté  $\Delta t_2$ , doit être tel que  $\Delta t_2 \leq 0.2\omega_p^{-1}$ . Par exemple, pour une densité de particules de l'ordre de  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ , cette deuxième condition fixe une limite de l'ordre de 10 ps.

Le pas de temps  $\Delta t$  choisi dans la simulation doit ainsi satisfaire à ces deux conditions et donc être tel que  $\Delta t \leq \min(\Delta t_1, \Delta t_2)$ . A titre d'exemple, dans les simulations de Bruhwiler et al. [80], avec des densités plasmas équivalentes à celles de ce travail de thèse, la dimension des cellules est de  $28 \mu\text{m}$ . Les conditions satisfaisantes pour le pas de temps sont fixées par :  $\Delta t_1 = 0.4 \frac{\Delta x}{c}$  et  $\Delta t_2 = 0.03\omega_p^{-1}$  et  $\Delta t$  est fixé à  $3.8 \times 10^{-14}$  s. Dans les simulations présentées dans ce manuscrit de thèse,  $\Delta t$  est généralement fixé autour de 1 ps.

## II.2 Détermination de l'énergie des particules

Durant ce travail de thèse, nous sommes amenés à nous intéresser à la distribution en énergie des électrons extraits d'un plasma. Le code XOOPIIC permet de modéliser le phénomène physique en question et de déterminer l'énergie de ces particules en une zone donnée de l'espace.

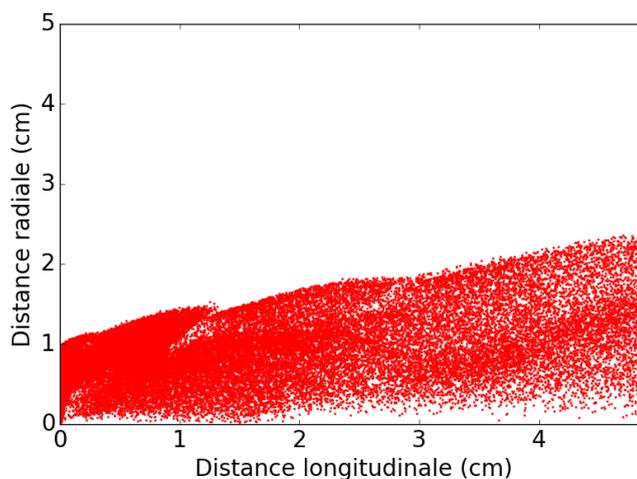


FIGURE 2.3 – Position radiale des électrons du faisceau en fonction de leur position longitudinale.

Par exemple, la figure 2.3 présente un faisceau d'électrons simulé dans une géométrie 2D3V carrée de 5 cm de côté. L'intensité appliquée est d'environ 10 A, le nombre de particules par macro-particules est de  $10^5$  et les autres paramètres de la simulation sont fixés tels que :  $\Delta t = 1$  ps,  $\Delta x = \Delta y \simeq 100 \mu\text{m}$ . Le potentiel de la limite de gauche de la boîte numérique ( $z = 0$ ) est fixé à  $-4700$  V tandis que le potentiel de la limite de droite ( $z = 5$  cm) est fixé à 0 V. Les électrons sont émis avec une énergie de 1 eV depuis la limite  $z = 0$  de la boîte numérique et arrivent avec une certaine énergie sur la limite  $z = 5$  cm. Le profil spatial montre une répulsion coulombienne et les électrons arrivent sur la limite  $z = 5$  cm de la boîte pour toute une gamme de positions radiales. Pour déterminer la

distribution en énergie de ces électrons, un diagnostic est disposé suivant l'axe radial sur la limite  $z = 5$  cm de la boîte de simulation correspondant à la zone à étudier. Ce diagnostic est divisé dans le sens de sa longueur en 100 segments collectant chacun un nombre d'électrons incidents d'énergie allant de 0 à 10 000 eV par pas de 100 eV. La durée d'acquisition des données est fixée arbitrairement à environ 3 ns après l'arrivée des premiers électrons sur le diagnostic. A partir de ces données, nous traçons la figure 3D 2.4 représentant les distributions en énergie des électrons pour chaque position radiale d'arrivée sur le diagnostic.

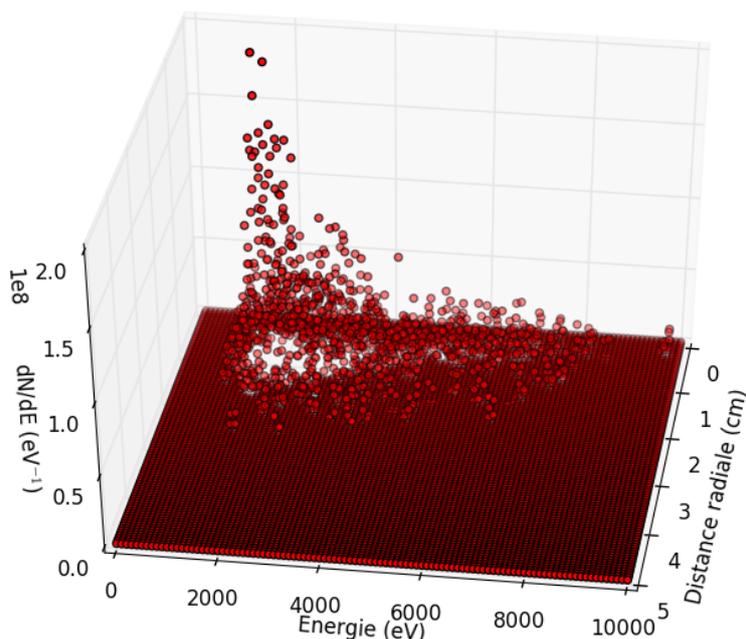


FIGURE 2.4 – Distribution en énergie des électrons en fonction de leur position sur l'axe radial.

La somme de ces distributions sur l'ensemble des positions radiales permet d'obtenir la distribution en énergie totale représentée sur la figure 2.5. En calculant la moyenne et l'écart type associé à cette distribution en énergie, nous trouvons l'énergie moyenne  $\bar{E}$  des électrons et la dispersion associée qui sont égales à  $\bar{E} = 2770 \pm 1490$  eV dans l'exemple présenté ici. Cette énergie est nettement inférieure à l'énergie qu'aurait acquis un électron seul pour une telle différence de potentiel (4700 eV), des effets collectifs sont probablement à l'origine de cette observation.

Une émission d'électrons particule par particule donnerait une distribution en énergie centrée à 4700 eV. Ce n'est pas le cas dans ce système avec un grand nombre de particules où les effets collectifs de charge d'espace ne peuvent plus être ignorés. On observe des électrons de plus de 4700 eV : en plus du champ électrique appliqué par l'opérateur les premiers électrons émis sont soumis à un champ électrique additionnel accélérateur produit par les électrons suivants. Dans un second temps, quand les électrons remplissent l'espace entre la cathode et

l'anode comme dans l'exemple de la figure 2.3, les électrons sont soumis à un champ électrique additionnel décélérateur dans la première moitié de l'espace (entre  $z = 0$  et  $z = 2.5$  cm) puis accélérateur dans la seconde moitié (entre  $z = 2.5$  cm et  $z = 5$  cm). Les densités électroniques sont de plus en plus faibles lorsque  $z$  augmente du fait de la répulsion coulombienne le long de l'axe radial et des vitesses d'électrons de plus en plus élevées. La composante accélératrice moyennée sur l'ensemble des positions  $z$  est donc plus faible que la composante décélératrice moyenne, conduisant à une énergie des électrons plus faible que 4700 eV et centrée autour d'environ 2700 eV. Cet exemple typique montre toute l'importance des codes PIC pour décrire des phénomènes de charge d'espace non intuitifs.

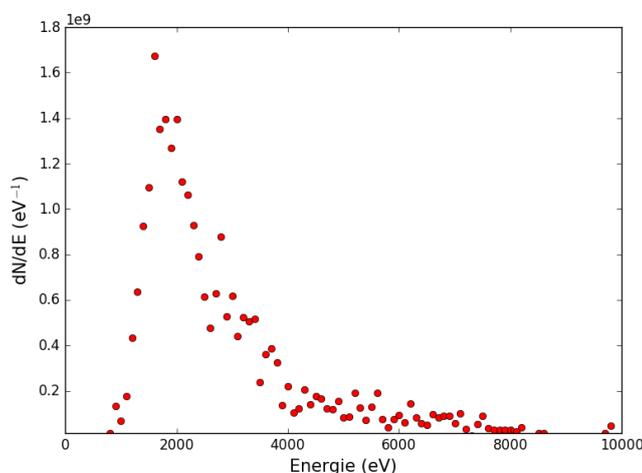


FIGURE 2.5 – Distribution en énergie totale des électrons.

### II.3 Détermination d'un profil de potentiel électrique

Nous avons été souvent amenés à étudier l'évolution du potentiel entre deux électrodes soumises à une tension et dans lequel un grand nombre de particules chargées sont présentes. Le potentiel n'est pas directement accessible dans XOOPIC et nous avons été amenés à créer des outils de reconstruction à partir de la cartographie du champ électrique longitudinal. Dans la suite, nous allons traiter du profil de potentiel appliqué entre les deux limites latérales en  $z = 0$  ( $-4700$  V) et  $z = 5.1$  cm ( $0$  V) d'une boîte numérique. Un plasma d'aluminium électriquement neutre est disposé entre ces deux électrodes dans une géométrie 1D3V dont l'extension spatiale est dans cet exemple fixée à  $0.3 \leq z \leq 3.2$  cm. Nous avons été amenés à construire le profil de potentiel électrique le long de l'axe longitudinal, celui-ci n'étant pas parmi les diagnostics prédéfinis du code. Pour cela, nous enregistrons le profil longitudinal  $E_z(z, r)$  du champ électrique comme représenté sur la figure 3D 2.6. Dans cet exemple, nous remarquons que le champ  $E_z(z, r)$  est en moyenne nul dans le plasma (position longitudinale comprise entre 0.3 et 3.2 cm) tandis qu'il est négatif (donc dirigé vers la gauche de la boîte numérique) en dehors du plasma. Un pic positif est observé à  $z = 3.2$  cm, dû à une accumulation de charges positives. En effet un phénomène d'extraction des électrons du

plasma a lieu dans cette région de l'espace, rendant le plasma localement chargé positivement. Afin de construire le profil de potentiel nous faisons la moyenne  $\overline{E_z(z)}$  de ce champ sur chaque colonne de cellule  $r(z)$  (moyenne sur l'axe radial), afin d'obtenir le profil longitudinal moyen du champ électrique représenté sur la figure 2.7.

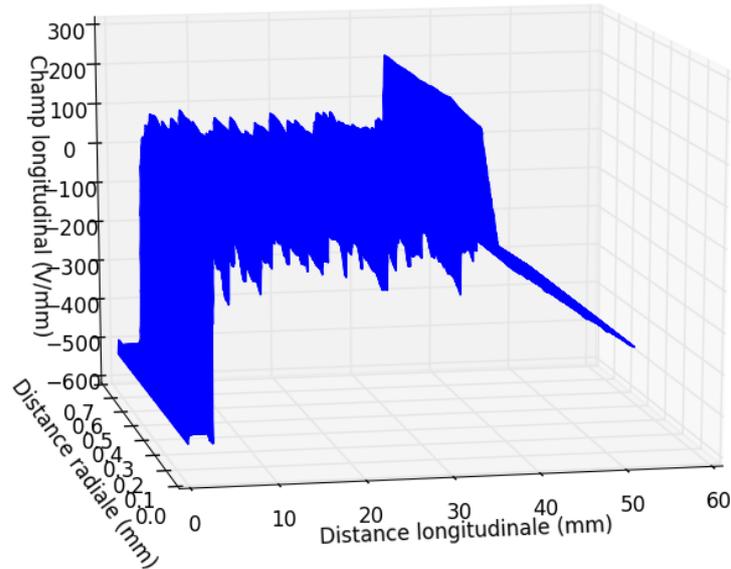


FIGURE 2.6 – Valeur du champ électrique longitudinal  $E_z(z)$  en fonction de la position sur les axes radial  $r$  et longitudinal  $z$ .

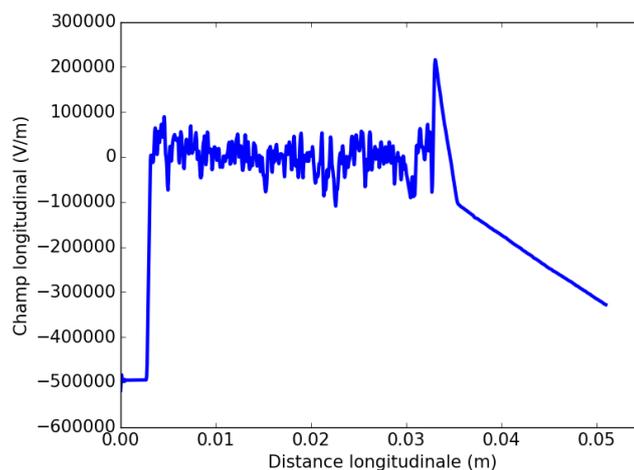


FIGURE 2.7 – Valeur du champ électrique longitudinal  $E_z(z)$  moyennée sur l'ensemble de ses valeurs selon l'axe radial pour une valeur de  $z$  donnée, en fonction de la position sur l'axe longitudinal  $z$ .

Enfin, pour chaque pas d'espace  $\Delta z$  sur l'axe longitudinal, nous pouvons retrouver la valeur du potentiel électrique  $\Delta V_z(z)$  par la relation :

$$\Delta V_z(z) = \overline{E_z}(z) \cdot \Delta z \quad (2.10)$$

et :

$$V_z(z) = V_z(z - \Delta z) + \Delta V_z(z) \quad (2.11)$$

Nous pouvons retracer ensuite  $|V_z(z)|$  en fonction de la position  $z$  et ainsi obtenir le profil de potentiel longitudinal, comme présenté sur la figure 2.8. Le potentiel doit auparavant être fixé à une valeur sur une des deux extrémités de la boîte. Dans notre exemple, la zone positionnée à  $z = 5.1$  cm correspond à une anode mise à la masse et doit être fixée à 0 V. Sur la courbe nous voyons que le potentiel de  $-4700$  V appliqué en  $z = 0$  est retrouvé par reconstruction, ce qui confirme la validité de notre technique d'obtention du profil de potentiel. Nous remarquons ici que le plasma est à un potentiel moyen et constant de 3.2 kV. Le champ électrique est donc écranté au sein du plasma du fait de la faible longueur de Debye de celui-ci. En effet, le profil de potentiel longitudinal dans le vide serait une droite reliant le potentiel de 4700 V en  $z = 0$  au potentiel de 0 V en  $z = 5.1$  cm.

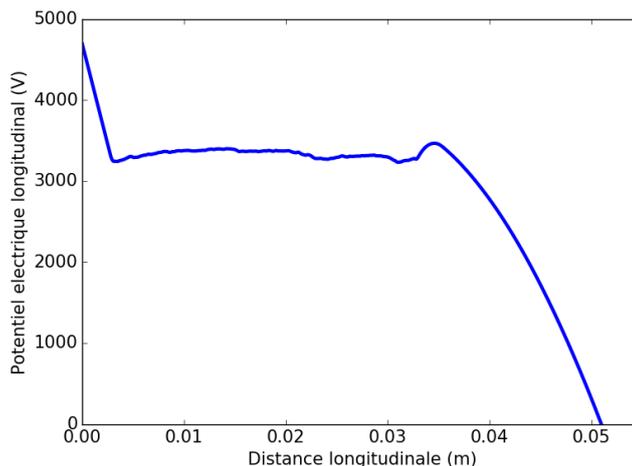


FIGURE 2.8 – Valeur absolue du potentiel électrique longitudinal  $|V_z|$  en fonction de la position sur l'axe longitudinal  $z$ .

## Conclusion

Les simulations Particle-In-Cell permettent une description cinétique du plasma. Elles permettent de décrire l'extraction de particules d'un plasma neutre soumis à une différence de potentiel, l'énergie de ces particules émises, le profil de potentiel électrique au sein du plasma ou encore les effets de charge d'espace au sein d'un faisceau d'électrons [83, 84]. Nous montrerons que la description de ces processus est en effet essentielle pour une compréhension de l'ensemble des résultats expérimentaux présentés tout au long de ce manuscrit de thèse où les effets de charge d'espace jouent un rôle essentiel.



## Chapitre 3

# Dynamique d'expansion d'un plasma d'aluminium produit par laser à $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$

Dans les chapitres précédents nous avons présenté les spécifications à atteindre par une source d'électrons pour effectuer une mesure de taux d'excitation nucléaire ( $e, e'$ ). Un plasma produit par laser nanoseconde pourrait être un candidat sérieux pour une telle source du fait de la grande quantité d'électrons libérée sur le temps suffisamment court de sa formation. L'enjeu de ce chapitre est de développer un dispositif expérimental permettant de produire un tel plasma et de le caractériser. Nous nous attacherons en particulier à déterminer la quantité d'électrons libres dans le plasma, son ouverture angulaire et les distributions en énergie des ions produits. Ces distributions permettent en effet de calculer le profil de densité électronique à tout instant de l'expansion. Une étude systématique a également été menée pour quantifier les effets de recombinaison des ions au cours de la détente du plasma. En effet, ces derniers vont limiter la validité des profils de densité électroniques en fonction de la distance à la cible. Ces caractéristiques du plasma sont indispensables pour interpréter les mécanismes associés à la nouvelle source d'électrons lorsque le plasma sera soumis à un potentiel électrique, ces études faisant l'objet des chapitres suivants.

## I Dispositif expérimental

### I.1 Présentation générale

Le dispositif expérimental permettant la production du plasma et sa caractérisation est schématisé sur la figure 3.1. Il est constitué d'une chambre d'expérience d'un diamètre de 60 cm où le laser est focalisé sur une cible sous une incidence de  $45^\circ$ . Un système de pompes primaires et secondaires maintient le dispositif à une pression de  $10^{-5}$  mbar afin d'éviter la formation d'un plasma dans l'air lors de la focalisation du faisceau laser.

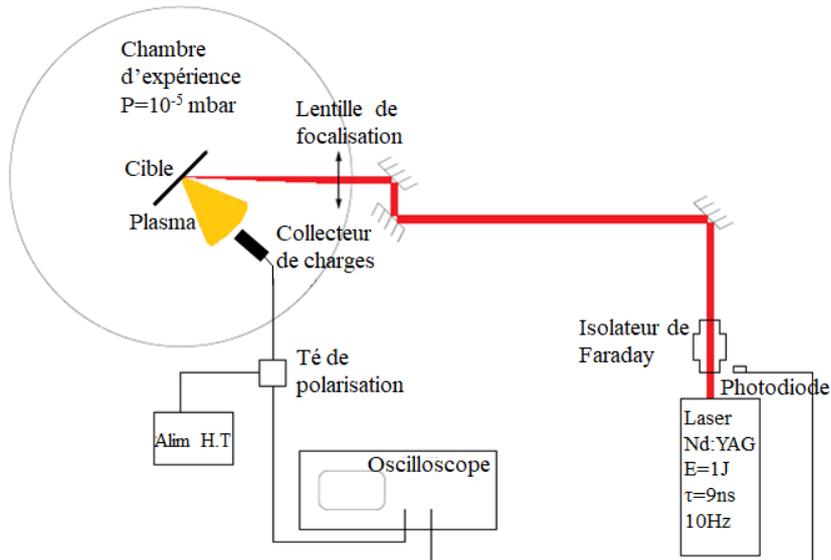


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la détection des ions au sein du plasma.



FIGURE 3.2 – Photographie du dispositif expérimental. (1) Laser, (2) Photodiode, (3) Miroirs de renvoi, (4) Chambre d'interaction, (5) Cible, (6) Lentille de focalisation, (7) Collecteur de charge.

Un collecteur de charge est utilisé pour contrôler la focalisation du laser et la reproductibilité des tirs, ainsi que pour caractériser le plasma. Une photodiode placée à la sortie du laser est utilisée pour déclencher l'acquisition de signaux par un oscilloscope au moment du tir laser et pour commander la mise en route des moteurs qui déplacent la cible. Elle permet également de déterminer l'instant où le laser interagit avec la cible. L'acquisition des signaux du collecteur de charge et de la photodiode est assurée par un oscilloscope numérique de marque Tektronix, modèle DPO7104 de bande passante de 1 GHz. La figure 3.2 illustre la compacité du dispositif expérimental.

## I.2 Le laser

Le laser utilisé au CENBG est un laser Nd :YAG de la marque Continuum. Il délivre un faisceau de photons à une longueur d'onde de 1064 nm avec une énergie  $E$  de l'ordre de 1 J répartie sur une impulsion de largeur à mi-hauteur  $\tau$  de l'ordre de 9 ns. Il peut fonctionner à une fréquence maximale de 10 Hz ou en mode mono-coup. L'extension radiale du faisceau est de l'ordre de 1 cm. Le faisceau laser est dirigé vers la chambre d'expérience *via* trois miroirs traités pour l'infrarouge. Il est focalisé sur une cible en aluminium d'environ 2 mm d'épaisseur sous une incidence de  $45^\circ$  à l'aide d'une lentille de distance focale 150 mm placée à l'entrée de la chambre. La lentille est traitée anti-reflet pour l'infrarouge de manière à ce que 99% de l'énergie du laser soit transmise. L'impulsion laser est polarisée horizontalement et est donc perpendiculaire au plan d'incidence sur la cible (polarisation P). Un isolateur de Faraday est disposé à la sortie du laser pour éviter qu'une réflexion du faisceau sur le plasma retourne dans la cavité laser et ne l'endommage.

L'intensité d'une impulsion laser  $I$  est déterminée par la relation [85] :

$$I = \frac{E \cos \theta_{inc} T}{\sqrt{\pi} \tau_{(1/e)} \pi \sigma_{(1/e)}^x \sigma_{(1/e)}^y} \eta \quad (3.1)$$

où  $E$  est l'énergie du laser mesurée en sortie de l'isolateur de Faraday,  $\tau_{1/e} = \tau / (2\sqrt{2 \ln(2)})$  où  $\tau$  est la largeur à mi-hauteur mesurée de la durée d'impulsion et  $\sigma_{(1/e)} = \sigma / (2\sqrt{2 \ln(2)})$  où  $\sigma$  est la largeur à mi-hauteur mesurée de la tache focale suivant deux axes perpendiculaires  $x$  et  $y$ . L'angle  $\theta_{inc}$  est l'angle d'incidence du faisceau laser et  $\eta$  est un facteur de correction correspondant à la proportion d'énergie mesurée contenue dans l'ellipse de rayon  $\sigma^x/2$  et  $\sigma^y/2$  par rapport à un profil gaussien qui en contient 63%. Enfin  $T$  est le facteur de transmission du système optique constitué des trois miroirs de renvoi et de la lentille de focalisation. L'expression de l'intensité peut ainsi être exprimée en fonction des observables expérimentales par la relation :

$$I = \frac{8 \ln(2)^{3/2} \cdot E \cdot \cos \theta_{inc}}{\pi^{3/2} \cdot \tau \cdot \sigma^x \cdot \sigma^y} \cdot \eta \cdot T \quad (3.2)$$

Les dimensions de la tache focale du laser, de même que  $E$ ,  $\tau$ ,  $T$  et  $\eta$  sont mesurés.

La mesure de la tache focale est décrite schématiquement sur la figure 3.3. Elle est réalisée sans cible et à l'air libre. L'énergie du faisceau laser est atténuée à quelques dizaines de mJ à l'aide d'une lame demi-onde permettant de tourner la polarisation de l'impulsion laser et d'une lame de Brewster coupant la composante de l'impulsion polarisée dans le plan d'incidence. Le système optique est ensuite constitué de la lentille de 150 mm de focale permettant de focaliser le faisceau dans la chambre d'expérience au point  $A$ , puis d'une lentille d'imagerie de distance focale  $f = 300$  mm et de position  $O$  permettant de conjuguer le point focal  $A$  sur les capteurs d'une caméra CCD en position  $A'$ . Le grandissement  $\gamma$  correspondant est :

$$\gamma = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} = 2.13 \pm 0.04 \quad (3.3)$$

avec  $\overline{OA'} = 96 \pm 0.5$  cm la distance entre la lentille d'imagerie et la caméra CCD et  $\overline{OA} = 45 \pm 0.5$  cm la distance entre la lentille d'imagerie et le point de focalisation  $A$ . Afin d'éviter d'endommager la caméra, des densités optiques atténuent encore l'énergie du faisceau devant celle-ci.

La figure 3.4 montre une image de la tache focale du laser prise avec la caméra CCD. La caméra CCD est montée sur une platine micrométrique qui permet d'étalonner les dimensions spatiales de l'image *via* des déplacements suivant les axes horizontaux et verticaux. Le grandissement  $\gamma$  du système optique assurant l'imagerie de la tache focale étant connu, les dimensions réelles de la tache focale peuvent donc être mesurées. Les images recueillies par la caméra CCD sont analysées à l'aide du logiciel ImageJ afin de déterminer les profils de l'intensité lumineuse reçue, comme représenté sur la figure 3.4. La tache focale est ici légèrement ovoïde, les dimensions à mi-hauteur des petit et grand axes sont respectivement de  $28.3 \mu\text{m}$  et  $21.5 \mu\text{m}$ . Le facteur  $\eta$  évoqué dans l'équation 3.2 est déterminé à partir de ces profils. On obtient  $\eta = 0.83$ .

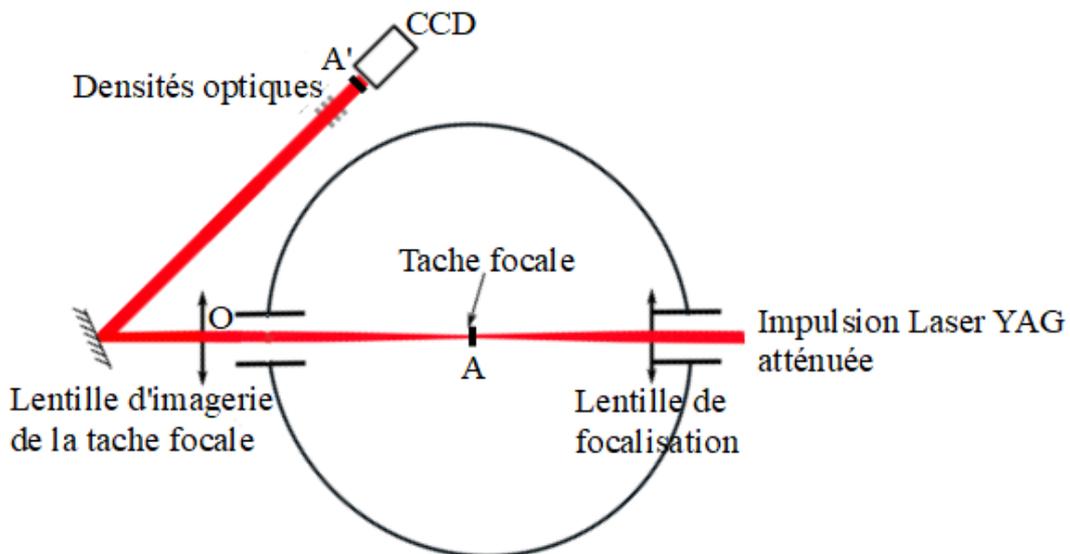


FIGURE 3.3 – Schéma représentant la mesure de la tache focale du laser.

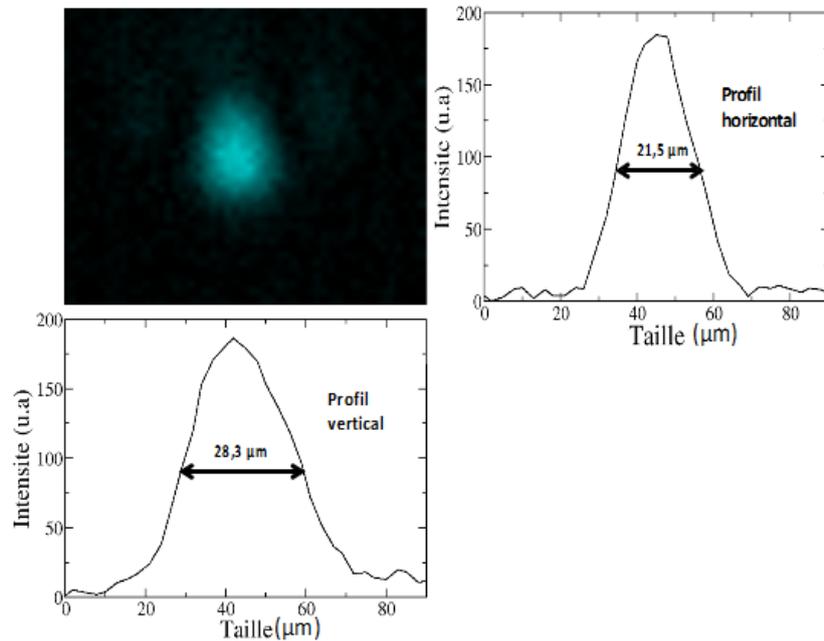


FIGURE 3.4 – Tache focale visualisée avec la caméra CCD avec les profils horizontaux et verticaux de la tache. Les longueurs à mi-hauteur des profils sont indiquées.

La mesure de l'énergie  $E$  de l'impulsion laser en sortie de l'isolateur de Faraday est réalisée à l'aide d'un calorimètre de la marque Gentec. Lorsque l'optique laser a atteint sa température de fonctionnement optimale nous plaçons le calorimètre devant le faisceau laser pendant environ une minute sans lancer l'acquisition, le temps que celui-ci chauffe jusqu'à atteindre sa température de fonctionnement. Nous déclenchons ensuite une mesure statistique de l'énergie laser pendant environ 20 secondes afin d'obtenir une énergie moyenne stable avec une fluctuation inférieure à 0.3%. L'énergie de l'impulsion laser ainsi mesurée a une valeur moyenne de 970 mJ. Cette énergie peut fluctuer de plus ou moins une dizaine de mJ au cours des différentes campagnes d'expériences, sans conséquence sur les résultats obtenus. Le facteur de transmission optique  $T = 0.76$  est obtenu en faisant le rapport entre l'énergie mesurée en bout de chemin optique et l'énergie mesurée en sortie de l'isolateur de Faraday.

La mesure de la largeur à mi-hauteur de la durée d'impulsion laser  $\tau$  est effectuée à l'aide d'une photodiode rapide (temps de réponse de l'ordre de la ns) reliée à un oscilloscope numérique. Celle-ci est placée à proximité d'un écran de papier sur lequel l'impulsion laser est diffusée. La figure 3.5 montre le signal visualisé à l'oscilloscope en fonction du temps. En décalant légèrement la photodiode par rapport à l'écran l'amplitude du signal est plus ou moins importante et, afin de rester dans le régime de fonctionnement linéaire de la photodiode, nous décidons par convention d'effectuer la mesure pour une amplitude de 600 mV. A l'aide des curseurs nous mesurons une durée d'impulsion à mi-hauteur de ces 600 mV de 9.0 ns avec une incertitude de mesure de 0.2 ns.

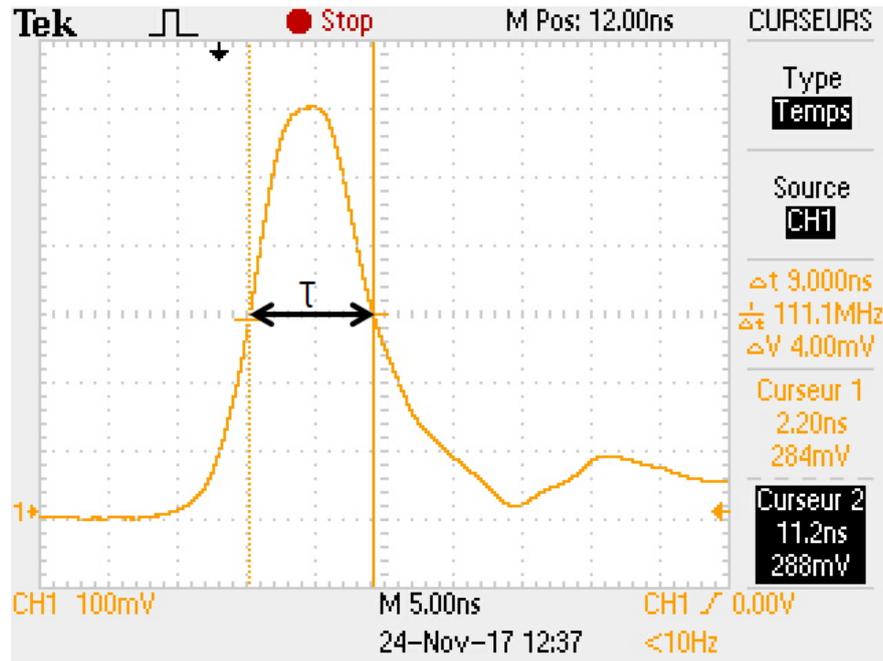


FIGURE 3.5 – Oscillogramme du signal de la photodiode pour la mesure de la durée d'impulsion laser. La sensibilité horizontale est de 5 ns/div et la sensibilité verticale est de 100 mV/div.

Les valeurs des différents paramètres dont dépend l'intensité laser sur cible sont récapitulées dans le tableau 3.1.

E (J)	$\theta$ (°)	$\tau$ (ns)	$\sigma^x$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma^y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\eta$	T
$0.97 \pm 0.01$	$45 \pm 0.5$	$9.0 \pm 0.2$	$21.5 \pm 0.5$	$28.3 \pm 0.5$	$0,83 \pm 0.02$	$0.76 \pm 0.02$

TABLE 3.1 – Valeurs des différents paramètres pour calculer l'intensité laser par la relation (3.2).

L'intensité maximale sur la cible est donc de :

$$I_{\max} = (7.0 \pm 0.9) \times 10^{12} \text{ W/cm}^2 \quad (3.4)$$

Pour bénéficier d'une telle intensité il faut placer la cible avec précision au point focal. La procédure d'alignement de la cible est décrite en détails dans le paragraphe suivant.

### I.3 Alignement du dispositif

#### I.3.a Alignement de la cible sur le "centre chambre"

Ce paragraphe présente la procédure d'alignement du faisceau laser pour que l'interaction laser-cible ait lieu en un point proche du centre de la chambre. Les cibles sont montées sur une platine mobile dans les trois directions de l'espace. Après chaque tir, la cible est déplacée de 1 mm pour que l'interaction laser-cible ait toujours lieu dans les mêmes conditions. Compte tenu des dimensions

surfaciques de la cible ( $3 \times 5$  cm $^2$ ), plus de 1000 tirs peuvent être réalisés sans la changer. Les différentes étapes de la procédure d'alignement de la cible sont :

- étape 1 : Un point nommé "centre chambre" est défini par le point d'intersection de deux lasers visibles (un laser He-Ne et une diode) comme le montre la figure 3.6. Le laser He-Ne suit le chemin optique du faisceau Nd :YAG, tandis que le faisceau de la diode traverse la chambre en passant par les centres des hublots diamétralement opposés. Deux mires assurent cet alignement. La pointe d'une aiguille dirigée suivant l'axe  $y$  est placée à l'intersection des deux faisceaux sur le porte-cible et matérialise le "centre chambre". Le porte-cible est monté sur une platine pouvant se déplacer suivant les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  comme présenté sur la figure 3.7. On appelle  $z_p$  la position de la pointe sur le vernier de l'axe  $z$  de la platine et  $\phi$  son diamètre ( $\phi=0.6$  mm).

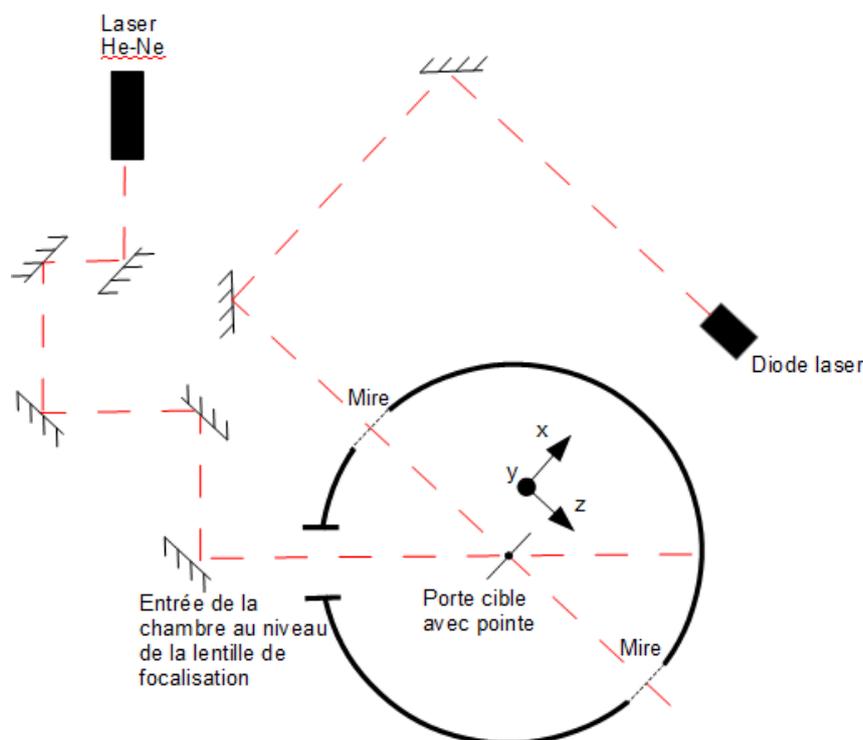


FIGURE 3.6 – Schéma illustrant le protocole pour aligner la pointe au "centre chambre". Vue de dessus.

- étape 2 : On utilise le laser Nd :YAG en ayant au préalable atténué son énergie à quelques dizaines de mJ, afin de pouvoir effectuer le travail d'alignement à l'air. Afin que le point de focalisation soit situé au "centre chambre" on règle très légèrement le positionnement des miroirs de renvoi jusqu'à ce que le faisceau soit focalisé sur la pointe. Un plasma se forme alors sur celle-ci, ce qui se manifeste par un léger claquage acoustique.
- étape 3 : La cible doit maintenant être placée de façon à ce que sa surface soit à la position de la pointe de l'aiguille. Compte tenu de l'épaisseur  $e$  de la cible différente du rayon de la pointe, le vernier de la platine selon l'axe  $z$

doit être réglé à une nouvelle position nommée  $z_c$ . La figure 3.7 représentant la configuration expérimentale permet de montrer que :

$$z_c = z_p + \frac{\phi}{2} - e$$

On met ici une cible d'aluminium d'épaisseur  $e = 2.0 \text{ mm}$  mesurée au pied à coulisse. Pour une valeur de  $z_p = 4.30 \text{ mm}$  il faut donc placer le vernier à la position  $z_c = 2.6 \text{ mm}$ .

- étape 4 : A l'aide des deux faisceaux laser He-Ne et diode concourant sur la cible on vérifie que celle-ci est bien alignée sur toute sa surface en la déplaçant sur les axes  $x$  et  $y$ .

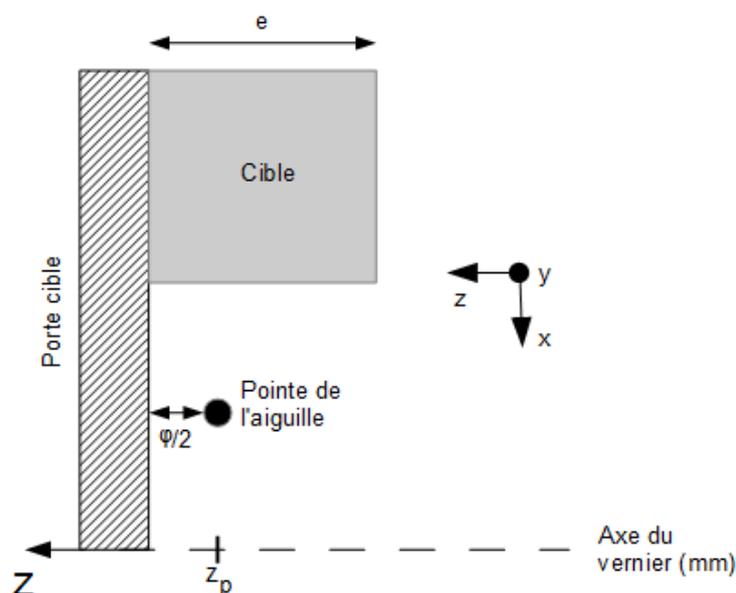


FIGURE 3.7 – Schéma illustrant le protocole pour déterminer la correction à apporter au vernier pour l'alignement de la cible. Vue de dessus.

### I.3.b Positionnement de la tache focale sur le "centre chambre"

Pour vérifier que le faisceau laser Nd :YAG est bien focalisé sur la cible, on utilise un détecteur sensible aux ions : un collecteur de charges, dont la description détaillée du fonctionnement fait l'objet du paragraphe I.4 suivant. Les collecteurs de charges sont des détecteurs de type "Faraday Cup", qui délivrent un signal en courant dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de particules chargées détectées, et dont la polarité est liée à la charge de ces particules. Dans notre cas, le collecteur de charge produit un signal de polarité positive, associé aux ions du plasma, et dont un exemple typique est donné sur la figure 3.8. Sur cet exemple, le signal présenté est obtenu pour un collecteur placé à environ 10 cm d'une cible d'aluminium, aligné sur la normale à la cible passant par le point d'impact du laser. Un pic de polarité positive et d'amplitude 9 V apparaît à partir de 500 ns. Afin de positionner au mieux la tache focale sur la cible nous allons minimiser

le temps de vol des ions  $\Delta t_{ions}$ , associé au maximum du signal du collecteur de charges.

Entre chaque tir on déplace la lentille le long de son axe optique et on relève le temps de vol associé au maximum du signal du collecteur de charge. La figure 3.9 représente le temps de vol du maximum de signal en fonction de la position de la lentille. L'origine est arbitraire. Le plus petit temps de vol correspond alors à la position de meilleure focalisation, soit par exemple ici 2 mm. En effet, plus le faisceau est focalisé, plus l'intensité est grande et donc plus l'énergie des ions est importante.

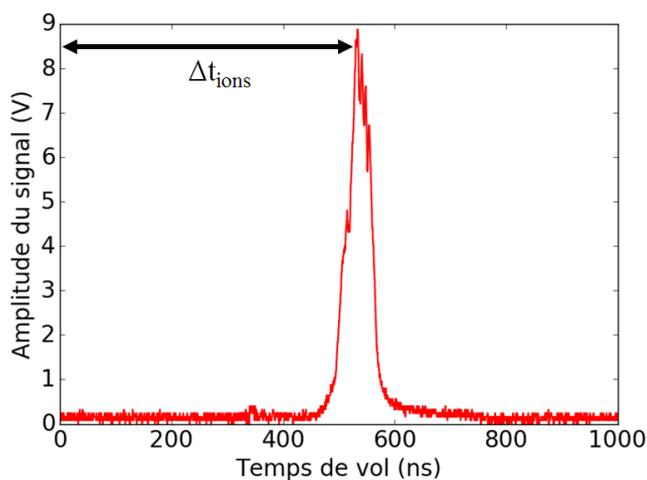


FIGURE 3.8 – Exemple d'un signal mesuré à l'aide d'un collecteur de charge polarisé à  $-300 \text{ V}$ , pour un tir laser sur une cible d'aluminium. Le terme  $\Delta t_{ions}$  désigne le temps de vol des ions, en prenant comme référence l'amplitude maximale du signal.

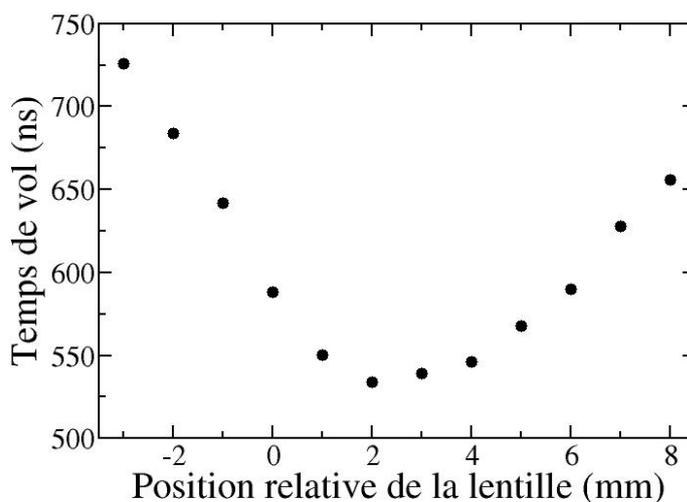


FIGURE 3.9 – Variation du temps de vol du maximum du signal du collecteur de charge en fonction du déplacement relatif de la lentille.

Le minimum en temps de vol n'est pas très prononcé, on a un intervalle de l'ordre d'un millimètre pour lequel le temps de vol varie peu. Ce phénomène est lié à la longueur de Rayleigh du laser, notée  $Z_R$  sur la figure 3.10. Cette longueur définit la distance pour laquelle l'intensité laser a été divisée par deux par rapport à son maximum au point focal.

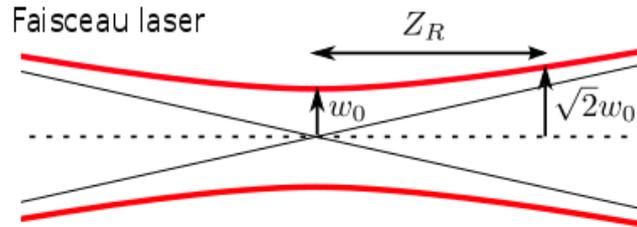


FIGURE 3.10 – Schéma représentant la longueur de Rayleigh  $Z_R$  du faisceau laser et son rayon minimal  $w_0$ .

Dans le cas d'un faisceau gaussien, la longueur de Rayleigh s'exprime par la relation [86] :

$$Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (3.5)$$

où  $\omega_0$  est le rayon minimal du faisceau laser, soit le rayon de la tache focale, et  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser. La longueur de Rayleigh ainsi calculée est d'environ 2 mm ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la largeur du minimum de temps de vol sur la figure 3.9.

A ce stade du travail expérimental, la tache focale est placée sur la cible d'aluminium. Pour caractériser le plasma produit lors de l'interaction du laser sur la cible, en termes d'extension spatiale, de nombre de charges et de distributions en énergie des ions produits, nous allons utiliser des collecteurs de charges. La partie qui suit décrit donc en détails le fonctionnement de ces détecteurs et la façon dont le signal détecté est produit.

## I.4 Le collecteur de charge

### I.4.a Description

La figure 3.11 présente le schéma de fonctionnement d'un collecteur de charges ainsi que le circuit électrique associé permettant de récupérer le signal détecté. Les collecteurs de charge sont constitués de deux cylindres conducteurs imbriqués l'un dans l'autre et séparés par un isolant. Le cylindre interne (appelé partie collectrice sur le schéma) est polarisé à une tension négative, notée  $V_{coll}$  tandis que le cylindre externe (la base) du collecteur est reliée à la masse. L'entrée de la base et de la partie collectrice sont séparées de 13 mm, un champ électrique est donc créé dans cet espace. Ce champ va permettre de sélectionner les particules détectées, en repoussant par exemple les électrons du plasma entrant dans le détecteur. Lorsque des particules chargées entrent dans la partie collectrice, l'apport de charges génère un courant d'intensité  $i$  dont la polarité dépend du signe de la

charge de la particule. Ce signal est ensuite conditionné via un Té de polarisation, constitué d'une résistance et d'un condensateur en parallèles, dont le rôle est de découpler le générateur de tension continue appliquant le potentiel  $V_{coll}$  de l'oscilloscope qui enregistre le signal transitoire associé aux particules chargées. On polarise négativement le collecteur afin d'analyser le signal ions en repoussant les électrons. En effet les électrons du plasma ont une énergie de l'ordre de l'eV tandis que nous montrerons que les ions ont une énergie de l'ordre de la dizaine de keV. De telles énergies nécessiteraient des tensions de polarisation de plusieurs dizaines de milliers de Volts pour les repousser. Il est donc plus aisé de repousser les électrons.

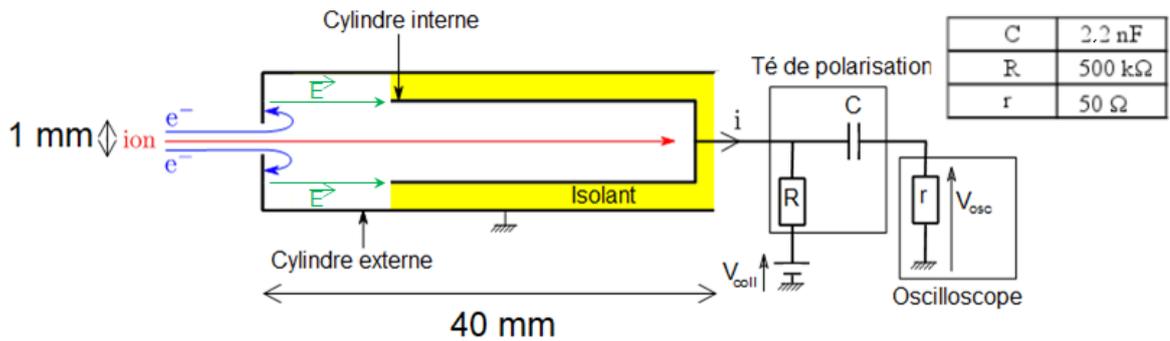


FIGURE 3.11 – Schéma de fonctionnement d'un collecteur de charge et du conditionnement électrique associé.

Le signal  $V_{osc}$  mesuré à l'oscilloscope obéit à l'équation différentielle suivante [87] :

$$\frac{V_{osc}}{RrC} + \left( \frac{r+R}{rR} \right) \frac{dV_{osc}}{dt} = \frac{di}{dt} \quad (3.6)$$

qui fait intervenir la résistance  $R$  du Té de polarisation, l'impédance d'entrée  $r$  de l'oscilloscope ainsi que la capacité  $C$  du Té de polarisation. La durée caractéristique des signaux collectés est de quelques centaines de ns. Le temps caractéristique  $RC$  (environ 1 ms) est choisi de sorte à être grand devant cette durée caractéristique. Ainsi le terme  $\frac{V_{osc}}{RrC}$  est négligeable devant  $\left( \frac{r+R}{rR} \right) \frac{dV_{osc}}{dt}$ . La résistance d'entrée de l'oscilloscope  $r$  étant très petite devant  $R$ , la tension  $V_{osc}$  visualisée à l'oscilloscope est donc représentative du produit  $ri$ .

#### I.4.b Tension caractéristique de polarisation

La figure 3.8, présentée au paragraphe I.3.b, montre un exemple de signal mesuré à l'aide d'un collecteur de charge placé à 8.4 cm d'une cible d'aluminium, suite à l'interaction entre le laser et la cible. L'intégrale du signal positif correspond à un nombre d'ions détectés. La tension de polarisation négative  $V_{coll}$  de la partie interne du collecteur doit être suffisante pour repousser tous les électrons du plasma et ainsi s'assurer que ce nombre d'ions correspond bien à tous les ions du plasma. Une étude de l'intégrale du signal positif en fonction de  $V_{coll}$  a donc été menée afin de déterminer un critère permettant de fixer  $V_{coll}$ .

La figure 3.12 montre l'intégrale du signal mesuré en fonction de  $V_{coll}$ . On remarque que lorsque la tension est suffisamment élevée l'intégrale tend vers une valeur asymptotique, correspondant au cas où tous les électrons sont repoussés. L'état asymptotique n'est cependant pas atteint et on ajuste ces points par une loi en :

$$1 - \exp\left(-\frac{V_{coll}}{V_c^{exp}}\right) \quad (3.7)$$

avec  $V_c^{exp}$  une tension caractéristique expérimentale pour laquelle on a 63 % de la valeur maximale de l'intégrale, soit par exemple ici  $V_c^{exp} = 330$  V.

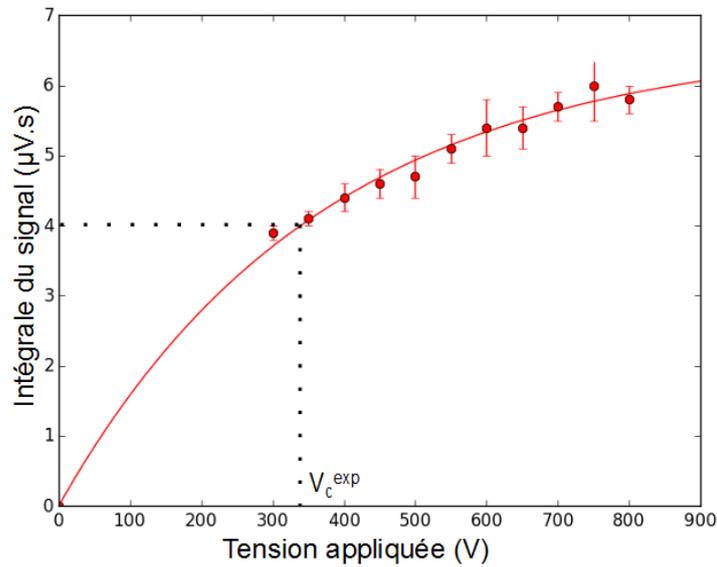


FIGURE 3.12 – Exemple d'évolution de l'intégrale du signal ions mesuré en fonction de la tension appliquée à l'intérieur du collecteur (ici à 8.4 cm). Détermination de la tension caractéristique expérimentale  $V_c^{exp}$ .

Cette tension caractéristique sera liée à la densité du plasma détecté, et la valeur de  $V_{coll}$  sera choisie assez grande devant  $V_c^{exp}$  selon la configuration expérimentale.

#### I.4.c Origine du signal dans le collecteur

La position exacte où les particules chargées entrées dans le collecteur de charges forment le signal est un paramètre indispensable à connaître pour les études de recombinaison des ions du plasma menées plus loin. En effet, la dimension du détecteur (4 cm) étant du même ordre de grandeur que la distance qui le sépare de la cible (entre 2 et 14 cm environ), l'interprétation des signaux pourrait être faussée si la zone de création du signal était mal connue. Cette position est donc déterminée par une étude du temps de vol des ions pour différentes distances cible-collecteur. Des simulations XOOPIIC présentées au paragraphe I.4.d sont également menées afin de conforter le résultat obtenu.

Le collecteur a été successivement placé entre 2 cm et 14 cm de la cible et le temps de vol du maximum du signal a été relevé dans chaque configuration. Les résultats sont présentés sur la figure 3.13. Les points verts représentent le temps de vol mesuré en fonction de la distance entre la cible et l'entrée du collecteur  $d$ , tandis que les points rouges représentent le même temps de vol mais en fonction de la distance entre la cible et l'entrée du cylindre interne (polarisé) du collecteur,  $d+1.3$  cm. On rappelle que celle-ci est située à une distance de 13 mm en arrière de l'entrée du collecteur. Deux droites d'ajustements sont également tracées et le bon alignement des points sur les droites montre le caractère linéaire du temps de vol  $t_{vol}$ , la vitesse des ions est donc constante. Par ailleurs la courbe verte a une ordonnée à l'origine de  $47 \pm 3.1$  ns, temps très long par rapport aux autres données caractéristiques du problème. La courbe rouge a une ordonnée à l'origine de  $1.1 \pm 3.7$  ns qui correspond à l'instant d'interaction du faisceau laser sur la cible. On peut en conclure que le signal se forme lorsque les ions atteignent l'entrée du cylindre interne du collecteur.

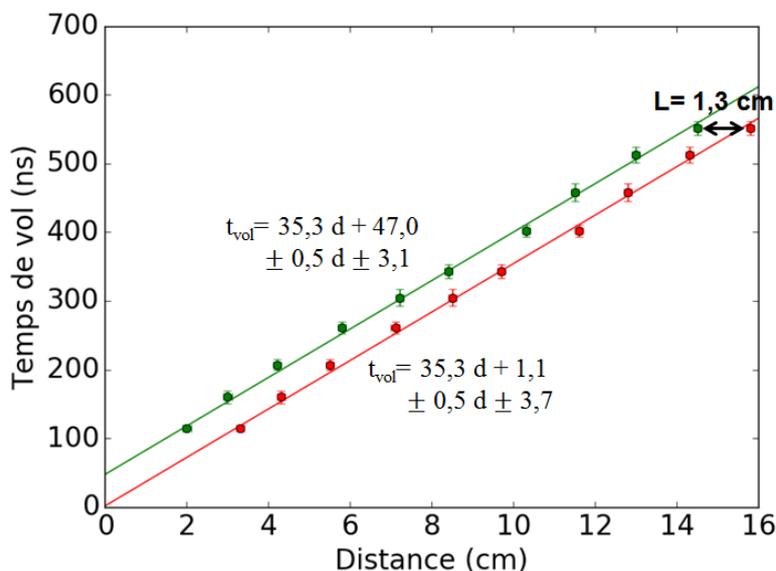


FIGURE 3.13 – Temps de vol du maximum  $t_{vol}$  du signal ion en fonction de la distance  $d$  entre le collecteur et la cible, pour un signal supposé arriver à l'entrée du collecteur de charge (en vert) et un signal supposé arriver à l'entrée du cylindre interne du collecteur de charge (en rouge). Les équations des droites rouges et vertes avec les incertitudes sur les pentes et les ordonnées à l'origine sont présentées.

Notons ici que la zone de densité maximale du plasma, correspondant au maximum du signal du collecteur de charges, parcourt donc 5 cm en environ 180 ns. Nous verrons que la vitesse d'expansion correspondante est inférieure à celle du front avant du plasma qui parcourt 5 cm en environ 120 ns (voir paragraphe III.2).

#### I.4.d Modélisation des régimes de fonctionnement du collecteur de charges avec le code XOOPIIC

Des simulations ont été réalisées à l'aide du code XOOPIIC afin de parfaitement caractériser le fonctionnement du collecteur de charge. Tout d'abord nous présenterons la simulation du profil du champ électrique à l'intérieur du collecteur de charges afin de déterminer l'origine du signal collecteur. Ensuite nous nous intéresserons au comportement du plasma soumis à une différence de potentiel à l'intérieur du collecteur pour montrer la séparation de charge et le recul des électrons. Cette étude permet de déterminer le potentiel caractéristique de polarisation simulé du collecteur de charges  $V_c^{sim}$  pour lequel on observe une séparation de charge.

##### Création du signal dans le collecteur

Expérimentalement nous avons montré précédemment que le signal à l'anode du collecteur est généré lorsqu'une particule chargée atteint l'entrée du cylindre interne du collecteur de charge. Nous allons montrer ici que la simulation permet de retrouver ce résultat.

La géométrie du collecteur de charge est entrée dans XOOPIIC, en polarisant le cylindre interne au potentiel  $V_a = -800$  V et en plaçant la partie externe à la masse. Le profil du champ électrique le long de l'axe longitudinal a été reconstruit et est présenté sur la figure 3.14. Un schéma du collecteur est représenté en dessous à la même échelle horizontale que celle du graphique. Nous pouvons voir que le champ électrique est faible partout à l'intérieur du collecteur sauf dans une zone d'environ 3 mm devant l'entrée du cylindre interne, dont l'intérieur est une équipotentielle.

Dans une configuration où deux électrodes, une anode au potentiel  $V_a$  négatif et une cathode reliée à la masse, génèrent un champ dérivant du potentiel  $\phi(r)$ , si une particule de charge  $q$  placée en  $r$  se déplace de  $dr$  entre ces électrodes, alors on peut montrer que la tension d'anode varie de la quantité [87] :

$$dV_a \propto q \frac{d\phi(r)}{dr} dr \quad (3.8)$$

Ainsi le signal est généré dans les régions de l'espace où le potentiel  $\phi(r)$  varie, c'est à dire dans les régions où la grandeur  $\frac{d\phi(r)}{dr}$ , homogène à un champ électrique, n'est pas nulle.

Cette simulation confirme donc les résultats de notre expérience, le signal engendré par les particules chargées pénétrant dans le collecteur résulte du déplacement de ces particules chargées à proximité de l'entrée du cylindre interne, soit à environ 1.3 cm de l'entrée du collecteur de charge, où le champ électrique est non nul.

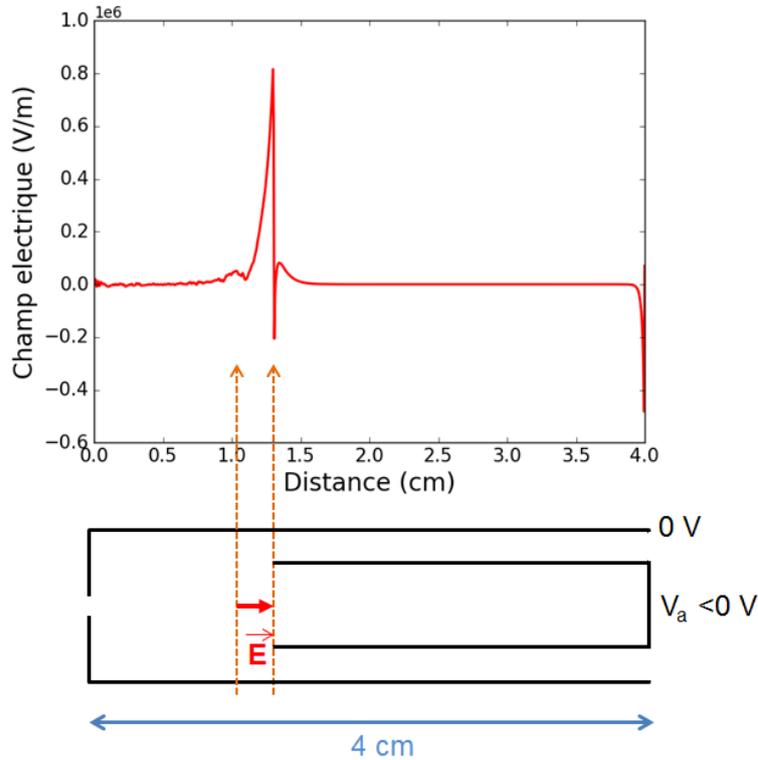


FIGURE 3.14 – Profil du champ électrique à l'intérieur du collecteur de charge le long de l'axe longitudinal. Un schéma représentant la géométrie du collecteur est représenté en regard.

### Tensions caractéristiques simulées

Dans cette dernière partie, nous allons nous intéresser à la séparation de charge qui a lieu dans le collecteur sous l'effet de la polarisation de celui-ci. Compte tenu des résultats précédents, on ne simule que le volume contenu entre les faces d'entrées des deux cylindres du collecteur de charges. Un "réservoir" de plasma est placé en amont du collecteur afin d'avoir continuellement du plasma à l'entrée de celui-ci tout au long de la simulation. Comme illustré sur les deuxième (électrons) et troisième (ions) lignes de la figure 3.15, le plasma est ainsi simulé dans une fenêtre de  $16 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ . La position à 0 cm correspond à la position de la face d'entrée du collecteur, connectée à la masse à l'aide d'une grille numérique, tandis que la position à 1.3 cm correspond à l'entrée du cylindre interne du collecteur, qui sera polarisée successivement à  $V_{coll} = -50, -300$  et  $-800 \text{ V}$ . La densité électronique du plasma d'Al est fixée à  $\rho_e = 6 - 8 \times 10^{16} \text{ e}^-/\text{m}^3$ , valeurs caractéristiques de la densité maximale atteinte à une distance cible-détecteur de 40 cm. L'état de charge moyen des ions est  $6+$  et leur énergie est fixée à 450 eV. Le pas de temps de calcul est la picoseconde, le maillage horizontal  $\Delta x$  et vertical  $\Delta y$  est fixé à  $\Delta x \Delta y = 1064 \times 64$  afin de satisfaire les conditions de calcul exposées au Chapitre 2 et la simulation se déroule sur 500 ps.

Sur la première ligne de la figure 3.15 sont représentées les vitesses longitudinales des électrons (en rouge) et des ions (en bleu) le long de l'axe longitudinal

pour les trois mêmes tensions appliquées. On constate que l'augmentation de la tension appliquée engendre une vitesse négative et donc un recul des électrons au sein du plasma à l'intérieur du collecteur de charge. En revanche les ions ne sont pas affectés par cette tension. Il y a bien séparation de charge dans le plasma lorsque la tension appliquée est suffisamment élevée. Dans le cas où  $V_{coll} = -800$  V, on observe une oscillation des électrons autour de l'entrée du collecteur de charge entraînant une concentration des électrons sur cette position. L'origine de ce phénomène est inconnue mais le but de cette simulation étant de mettre en évidence la séparation de charge au sein du plasma à l'intérieur du collecteur, la validité des résultats reste inchangée.

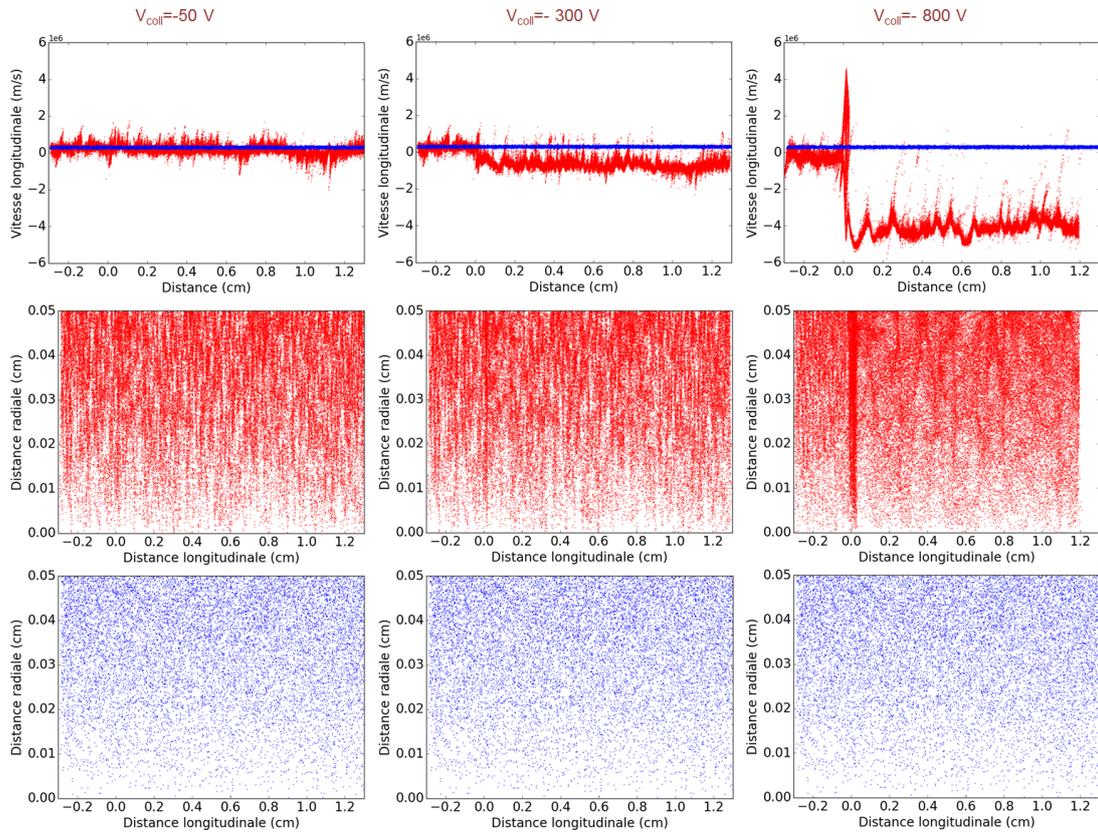


FIGURE 3.15 – Simulation XOOPIIC du comportement des ions (en bleu) et des électrons (en rouge) entre l'entrée du collecteur de charge et l'entrée du cylindre interne du collecteur (située à 1.3 cm de l'entrée) pour trois tensions de polarisation et après 500 ps de calcul ( $\rho_e = 8 \times 10^{16}$  e $^-$ /m $^3$ ). Les figures sur la première ligne représentent la vitesse longitudinale des particules du plasma en fonction de la distance sur l'axe longitudinal. Les figures sur la deuxième et la troisième ligne représentent les positions radiales et longitudinales des électrons et des ions dans la zone du collecteur séparant les deux cylindres.

On place des diagnostics permettant de mesurer la charge électronique et ionique arrivant à l'entrée du collecteur interne (côté droit de la fenêtre) dans la simulation. La figure 3.16 présente la fraction  $\frac{|Q_{ion} - Q_{e^-}|}{Q_{ion}}$ , où  $Q_{ion}$  et  $Q_{e^-}$  sont respectivement la charge ionique et électronique arrivant sur le diagnostic à l'entrée du collecteur interne pendant 1 ns, en fonction de la tension  $V_{coll}$  appliquée,

pour une densité électronique du plasma  $\rho_e = 6 \times 10^{16}$  e $^{-}$ /m $^3$ . On remarque que lorsque la tension  $V_{coll}$  est assez grande alors la fraction  $\frac{|Q_{ion}-Q_{e^{-}}|}{Q_{ion}}$  vaut 1, ce qui correspond à l'absence d'électrons collectés, ceux-ci ayant tous été repoussés. La quantité  $Q_{ion}$  reste inchangée lors de l'application du potentiel  $V_{coll}$  et la quantité  $\frac{|Q_{ion}-Q_{e^{-}}|}{Q_{ion}}$  peut être mise en regard des intégrales des signaux collecteurs mesurées expérimentalement. On observe une variation similaire qui peut être également ajustée par une loi en :

$$1 - \exp\left(-\frac{V_{coll}}{V_c^{sim}}\right) \quad (3.9)$$

similaire à l'équation (3.7), avec  $V_c^{sim}$  une tension caractéristique simulée pour laquelle on a 63 % de la valeur maximale de la charge ionique arrivant sur le diagnostic.

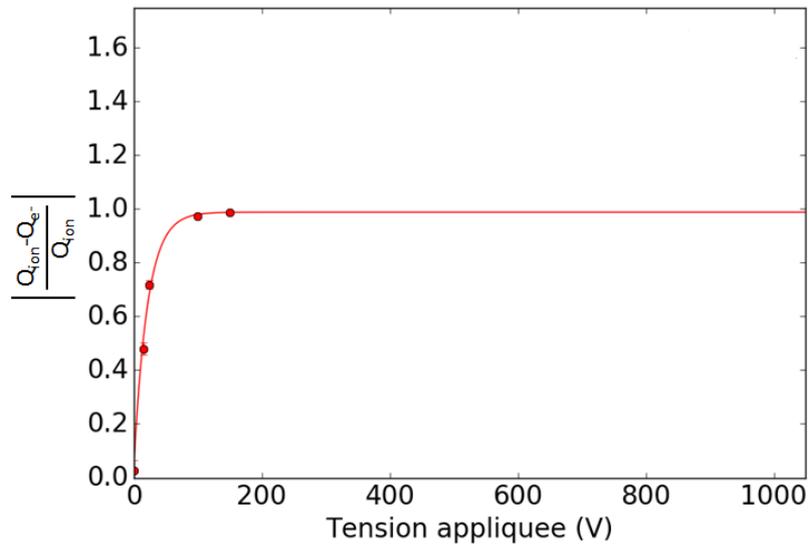


FIGURE 3.16 – Simulation de la charge ionique collectée en fonction de la tension appliquée à l'intérieur du collecteur pour  $\rho_e = 6 \times 10^{16}$  e $^{-}$ /m $^3$ .

La simulation XOOPIIC mise en oeuvre reproduit donc bien le comportement du collecteur de charge observé expérimentalement. Elle permet de comprendre la séparation de charge et l'origine du signal mesuré, et pourra donc être utilisée pour interpréter les mesures de caractérisation du plasma d'Al qui vont maintenant être présentées.

## II Ouverture angulaire du plasma et bilan de charge

Une caractérisation de l'extension spatiale du plasma ainsi qu'un bilan de charge au sein du plasma ont été établis dans le cadre du stage de S. Héault [64]. Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 3.17. La quantité de charges produite est mesurée à l'aide de l'association de quatre collecteurs de charges répartis en arc de cercle autour de la normale à la cible dans le plan

horizontal (comme montré sur la photographie de la figure 3.17) puis dans le plan vertical. La position des collecteurs de charges est repérée par leur angle polaire  $\theta$  par rapport à la normale  $z$  à la cible et par leur angle azimutal  $\phi$  qui caractérise le demi-plan dans lequel est positionné le collecteur, comme schématisé sur la figure 3.18. Pour des détecteurs placés dans le plan vertical, on a  $\phi = \frac{\pi}{2}$  pour  $z$  positif et  $x$  négatif et  $\phi = \frac{3\pi}{2}$  pour  $z$  et  $x$  positifs. Pour des détecteurs positionnés dans le plan horizontal, on définit  $\phi = 0$  pour  $y$  et  $z$  positifs et  $\phi = \pi$  pour  $y$  négatif et  $z$  positif.

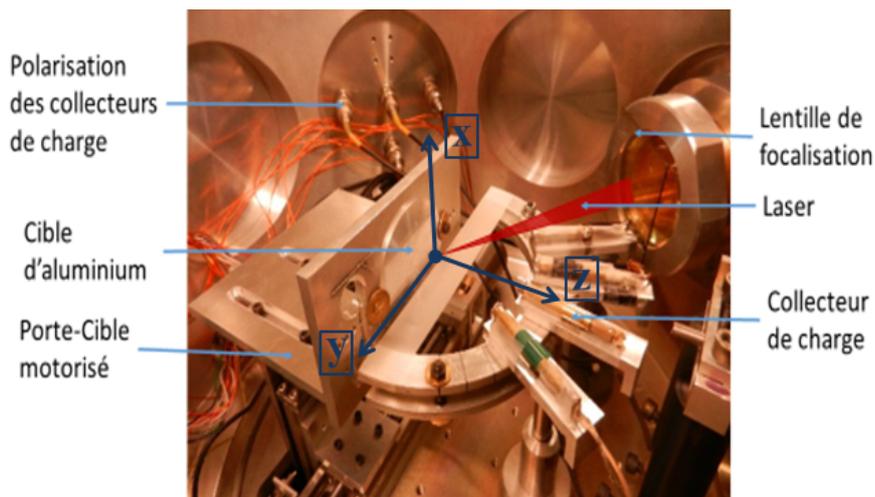


FIGURE 3.17 – Photographie du dispositif expérimental utilisé pour la mesure du nombre d'électrons libérés.

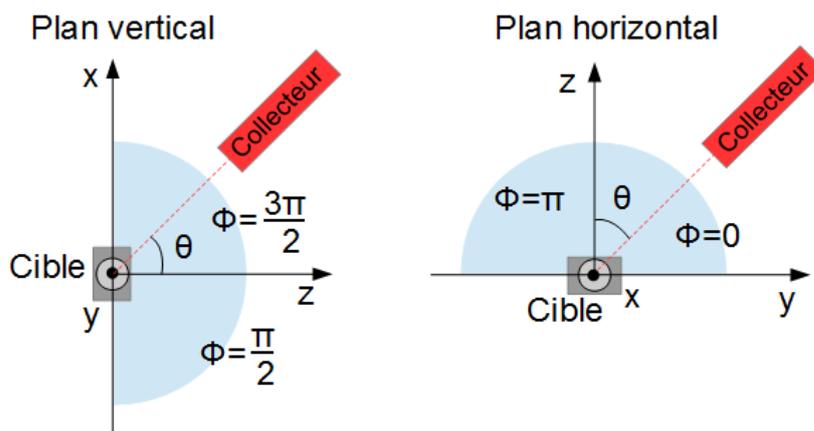


FIGURE 3.18 – Coordonnées angulaires du collecteur de charges.

Les surfaces d'entrée des quatre collecteurs de charge ont été mesurées à l'aide d'un scanner et sont présentées dans le tableau 3.2. Connaître ces surfaces d'entrée va permettre de déterminer les angles solides de détection de chaque collecteur.

Collecteur	1	2	3	4
Surface d'entrée (mm $^2$ )	$0.68 \pm 0.08$	$0.36 \pm 0.09$	$0.61 \pm 0.12$	$0.58 \pm 0.11$

TABLE 3.2 – Surfaces d'entrée des collecteurs de charges.

Les collecteurs sont polarisés à une tension négative  $V_{coll}$  pour obtenir un signal positif dont l'intégrale évolue en fonction de la valeur de  $V_{coll}$ , comme dans l'exemple de la figure 3.19. Les points de la courbe ont été ajustés par une fonction en :

$$I(V_{coll}) = I_c^+ \left[ 1 - \exp\left(\frac{-V_{coll}}{V_c^{exp}}\right) \right] \quad (3.10)$$

Lorsque  $V_{coll}$  est suffisamment grande par rapport à  $V_c^{exp}$  nous obtenons une valeur asymptotique de  $I_c^+$  correspondant à un maximum de charges positives détectées. Dans cette configuration les électrons sont totalement repoussés hors du collecteur de charge. Le plasma est électriquement neutre comme l'atteste la mesure pour  $V_{coll} = 0$  V sur la figure 3.19. Par conséquent le nombre de charges positives correspondant à l'intégrale  $I_c^+$  correspond aussi au nombre de charges négatives présentes au sein du plasma.

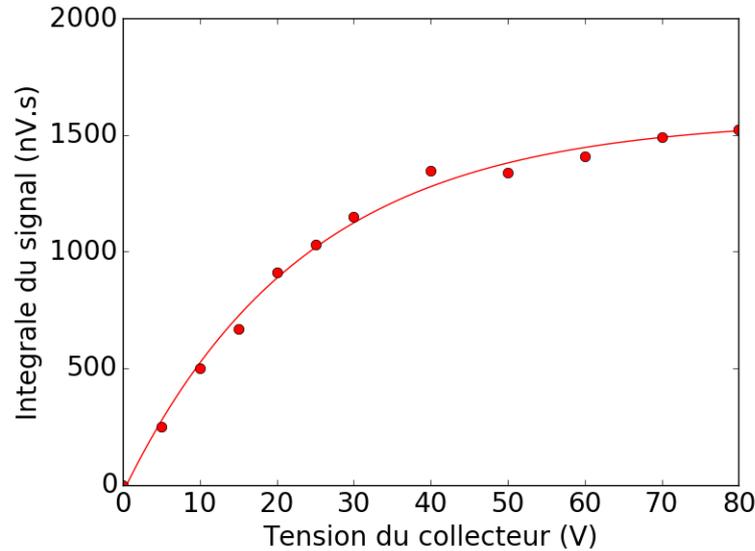


FIGURE 3.19 – Exemple d'évolution de l'intégrale du signal ions mesuré en fonction de la tension  $|V_{coll}|$  appliquée à l'intérieur du collecteur de charge.

Connaissant les surfaces d'entrée  $S$  des différents collecteurs et leurs distances  $d$  respectives par rapport à la cible on peut déduire le nombre d'électrons par unité d'angle solide via la relation :

$$\frac{dN_e}{d\Omega} = \frac{I_c^+ d^2}{eSr} \quad (3.11)$$

où  $r=50 \Omega$  est l'impédance de l'oscilloscope. La figure 3.20(a) présente la quantité d'électrons obtenue par unité d'angle solide en fonction de l'angle polaire  $\theta$  et pour les quatre angles azimutaux  $\phi$  pour lesquels les mesures ont été effectuées.

On constate l'invariance de la quantité d'électrons mesurée par unité d'angle solide par rapport à  $\phi$ , ce qui signe la symétrie cylindrique du plasma. La figure 3.20(b) présente le nombre moyen d'électrons émis par unité d'angle solide calculé d'après la courbe précédente, en fonction de l'angle polaire  $\theta$ . La dispersion autour de cette moyenne correspond aux barres d'erreurs verticales.

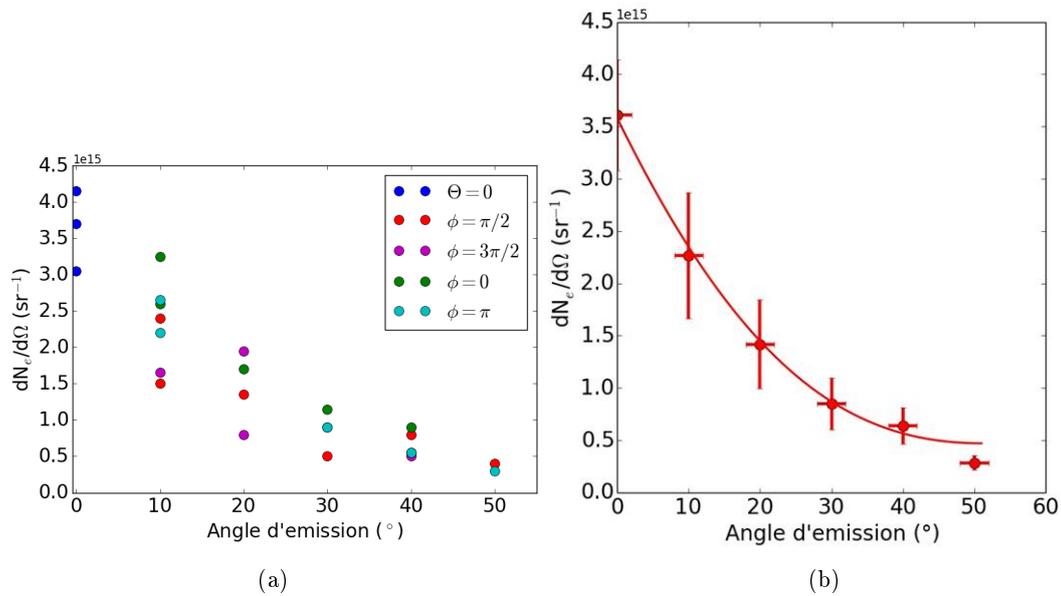


FIGURE 3.20 – (a) : Nombre d'électrons libérés par unité d'angle solide pour les différents angles azimutaux  $\phi$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta$ . (b) : Ajustement sur les valeurs moyennes du nombre d'électrons libérés par unité d'angle solide en fonction de l'angle d'émission  $\theta$ .

Les résultats montrent que les électrons sont émis préférentiellement suivant l'axe normal à la cible et que le nombre d'électrons émis par unité d'angle solide est décroissant à mesure que l'angle d'émission  $\theta$  augmente. Un ajustement polynomial en sinus est effectué [9, 88, 89] :

$$\frac{dN_e(\theta)}{d\Omega} = 5.13 \times 10^{15} \sin^2(\theta) - 7.99 \times 10^{15} \sin(\theta) + 3.58 \times 10^{15} \quad (3.12)$$

Le nombre total d'électrons émis est calculé en intégrant cette quantité sur l'angle d'ouverture dans lequel le plasma se détend, soit  $\theta = 50^\circ$  par rapport à la normale à la cible. L'angle polaire  $\theta$  est discrétisé par pas de  $\Delta\theta=1^\circ=0.017$  rad afin de calculer le nombre d'électrons émis dans le plasma :

$$N_{e^-emis} = \sum_{\theta=0^\circ}^{50^\circ} 2\pi \frac{dN_e(\theta)}{d\Omega} \Delta\theta \sin(\theta) \quad (3.13)$$

Ainsi, le nombre total d'électrons libérés dans le plasma est estimé à :

$$N_{e^-emis} = (2.1 \pm 0.3) \times 10^{15} \quad (3.14)$$

Ce travail montre que le plasma produit par laser peut être une source d'électrons pour la réalisation du faisceau intense en vue d'une mesure de section efficace ( $e, e'$ ). En effet, en supposant qu'il soit possible d'extraire et accélérer à quelques dizaines de keV ne serait-ce que 1% des  $10^{15}$  électrons présents dans le plasma à une fréquence de 0.1 Hz, quelques heures d'acquisition permettront d'obtenir les  $10^{17}$  électrons nécessaires à une mesure de taux d'excitation ( $e, e'$ ).

### III Caractérisation du plasma dans l'état asymptotique

Dans la partie précédente nous avons présenté un bilan des charges présentes dans le plasma produit par laser, avec un nombre d'électrons libérés de l'ordre de quelques  $10^{15}$ . Nous allons maintenant caractériser expérimentalement l'expansion de ce plasma, afin de connaître le profil de densité électronique et son évolution au cours du temps. Pour cela nous allons mesurer l'énergie des ions au sein du plasma. Cette mesure étant effectuée loin de la cible lorsque le plasma est détendu, nous nous assurerons de son domaine de validité en étudiant l'évolution des processus de recombinaison au sein du plasma en fonction de la distance à la cible. La compréhension de ces paramètres est essentielle pour pouvoir utiliser le plasma en expansion comme source pour la création d'un faisceau d'électrons.

#### III.1 Distributions en énergie des ions aluminium

##### III.1.a Principe de la mesure

Les travaux de thèse de M.Comet et al. [23, 90] ont permis de déterminer les distributions en énergie des ions aluminium dans l'état asymptotique. Le dispositif utilisé est présenté sur la figure 3.21.

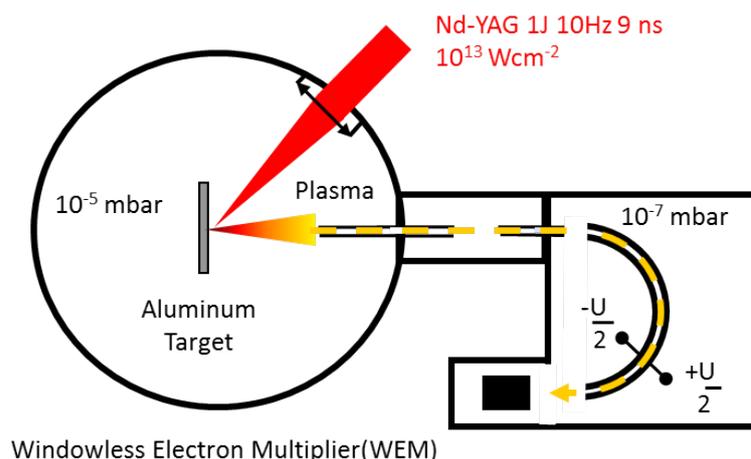


FIGURE 3.21 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure des distributions en énergie des ions aluminium.

La mesure de l'énergie des ions est effectuée à l'aide d'un déviateur électrostatique, utilisé comme un spectromètre. L'utilisation du déviateur nécessite un vide

à  $10^{-7}$  mbar, or la chambre de tir étant à  $10^{-5}$  mbar le passage d'une chambre à une autre se fait par un vide différentiel. A la sortie du déviateur est placé un détecteur d'ions de type *Windowless Electron Multiplier* (WEM) préalablement calibré et relié à un oscilloscope.

### III.1.b Le déviateur électrostatique

Le déviateur électrostatique est un dispositif permettant la séparation et la mesure des états de charges ioniques loin de la cible [91, 92]. Le déviateur utilisé ici est de géométrie cylindrique. Il est constitué de deux plaques métalliques demi-cylindriques correspondant à un angle de déviation de  $180^\circ$ , entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel. Un diaphragme d'ouverture circulaire de 0.5 mm de diamètre est disposé à l'entrée du déviateur (figure 3.22). Ce diaphragme limite le nombre de charges entrant dans le déviateur et donc les effets de charge d'espace qui perturbent les lignes de champ et la mesure.

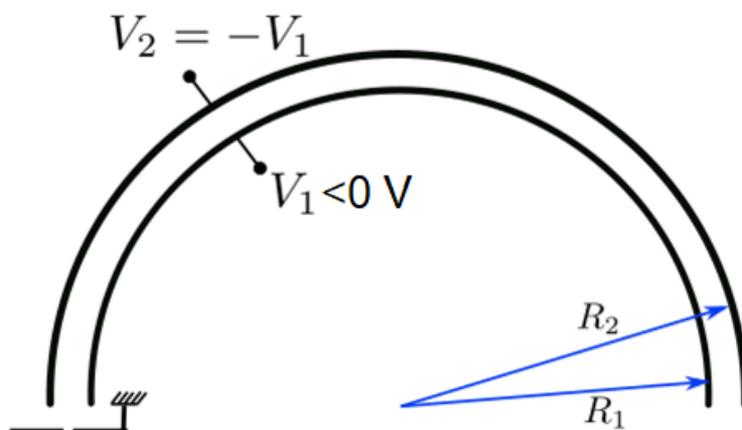


FIGURE 3.22 – Schéma d'un déviateur électrostatique. La tension  $V_1$  est négative afin de dévier les ions.

Les plaques intérieure et extérieure ont respectivement un rayon de courbure  $R_1 = 95$  mm et  $R_2 = 97.5$  mm et sont portées aux potentiels  $V_1 < 0$  V et  $V_2 = -V_1$  [23]. Il se forme entre les plaques un champ électrique radial  $E_r(r)$  qui obéit à la relation suivante :

$$E_r(r) = \frac{U}{r \ln \frac{R_2}{R_1}} \text{ où } U = V_2 - V_1 \quad (3.15)$$

Considérons une particule de charge  $Qe$ , de masse  $m$  et de vitesse  $v$  qui se propage dans le déviateur. Sa trajectoire est circulaire de rayon  $r = R_0$  où  $R_0 = (R_1 + R_2)/2$ . Dans le cas d'une trajectoire circulaire l'accélération  $a$  est centripète et vaut  $a = v^2/R_0$ . La force  $F$  est donnée par la force électrique  $F = eQE_r(R_0)$ . Il s'ensuit :

$$\frac{mv^2}{R_0} = eQE_r(R_0). \quad (3.16)$$

Les ions n'étant pas relativistes, leur énergie cinétique est égale à  $E = \frac{1}{2}mv^2$ , l'expression précédente devient :

$$\frac{E}{Q} = \frac{eU}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} \approx \kappa eU \quad (3.17)$$

avec  $\kappa = \frac{R_0}{2\Delta R}$  et  $\Delta R = R_2 - R_1$ . Pour une différence de potentiel donnée  $U$ , ne sortent du déviateur que les ions ayant un rapport énergie cinétique sur charge fixé, donné par la relation 3.17. Du fait de leurs énergies cinétiques différentes, les ions d'états de charge différents qui atteignent la sortie du déviateur électrostatique seront donc séparés par temps de vol. Le temps de vol  $t$  nécessaire aux particules pour parcourir la distance  $L$  qui sépare la cible du détecteur est en effet :

$$t = L\sqrt{\frac{m}{2E}} = L\sqrt{\frac{m}{2QeU\kappa}} \quad (3.18)$$

Ainsi, pour une tension donnée sur le déviateur, plus l'état de charge est grand, plus son énergie cinétique est grande, donc plus le temps de vol est petit. En changeant pas à pas la tension de déviation  $U$  du déviateur, on détecte les ions avec différents rapports  $E/Q$  et il est alors possible de construire la distribution en énergie cinétique des ions pour les différents états de charge. Dans cette étude, la distance de vol des ions de la cible à la WEM était  $L \simeq 1$  m.

### III.1.c Le détecteur WEM

Les ions sont détectés en sortie du déviateur à l'aide d'une WEM. Ce détecteur est constitué de 24 dynodes et permet d'obtenir un gain de  $10^6$  pour une tension de  $-2800$  V. Le temps de réponse est rapide, de l'ordre de la nanoseconde pour un signal créé par une seule particule. La figure 3.23 présente un schéma de fonctionnement de la WEM. Les ions incidents entrent par la grille d'entrée de dimension  $25 \times 10$  mm et vont interagir avec la première dynode. Des électrons sont émis durant cette collision et sont ensuite guidés vers les dynodes suivantes pour être multipliés et former un signal de sortie mesurable.

Un travail d'étalonnage a été mené dans le cadre de la thèse de M.Comet [23, 90]. Il permet de connaître la réponse du détecteur à l'impact d'un ion Al sur la première dynode en fonction de son état de charge et pour une gamme en énergie comprise entre le keV et environ 30 keV. Cette fonction de réponse dépend de la tension de polarisation de la WEM. Chaque pic du signal correspond à un état de charge ionique. Les temps de vol permettent d'identifier les ions les plus chargés ayant des temps de vol plus courts que les ions moins chargés.

Un exemple de signal obtenu en sortie de la WEM est présenté sur la figure 3.24. L'amplitude du signal est tracée en fonction du temps pour une tension

appliquée sur la WEM de  $-2350 \text{ V}$  et une tension  $U = 80 \text{ V}$  appliquée sur le déviateur.

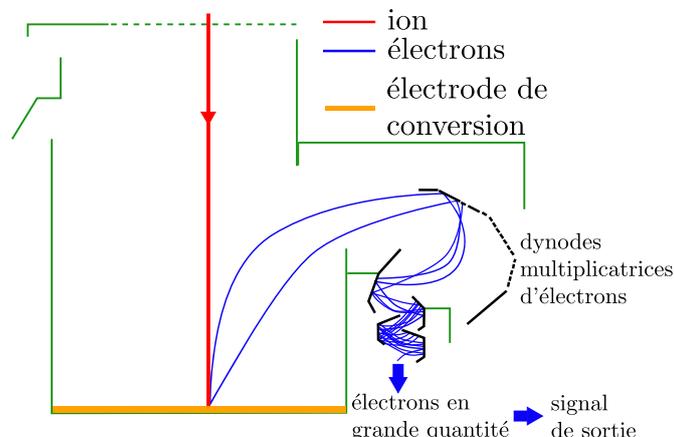


FIGURE 3.23 – Schéma de fonctionnement de la WEM.

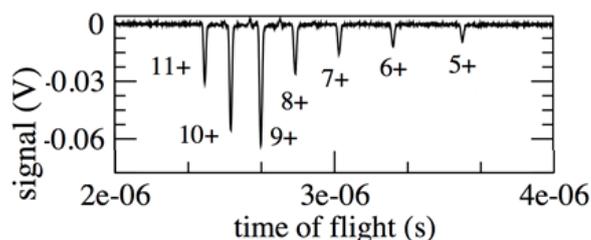


FIGURE 3.24 – Signal en sortie de la WEM en fonction du temps de vol des ions pour une tension  $U = 80 \text{ V}$  appliquée sur le déviateur et une tension de  $-2350 \text{ V}$  appliquée sur la WEM.

L'intégrale de chacun des pics permet de déterminer la quantité d'ions détectée et leur énergie pour un état de charge donné compte tenu de la réponse de la WEM [90]. On construit les distributions en énergie à l'aide de l'équation 3.17.

### III.1.d Distributions en énergie des ions

Les distributions en énergie par unité d'angle solide sont présentées en fonction de l'énergie des ions et pour trois états de charge différents sur la figure 3.25. On observe des distributions continues allant jusqu'à  $30 \text{ keV}$  pour les ions les plus chargés ( $11+$ ).

Dans la littérature, il est montré que les distributions ioniques en vitesse produites dans les plasmas avec des lasers nanosecondes peuvent être ajustées par des distributions de Maxwell-Boltzmann-Coulomb [93, 94, 95] :

$$\frac{d^2 N_Q}{dv d\Omega}(v) = B_Q \times v^3 \times \exp \left[ -\frac{m_{ion}}{2kT_{ion}}(v - u_k - u_c)^2 \right] \quad (3.19)$$

avec le terme  $B$  lié au nombre total d'ions,  $T_{ion}$  la température effective des ions dans le plasma,  $k$  la constante de Boltzmann,  $m_{ion}$  la masse de l'ion et  $v$  sa

vitesse normale à la cible. Le terme  $u_k$  désigne la vitesse d'expansion du centre de masse du plasma, considéré comme adiabatique [93]. Le terme  $u_c$ , appelé vitesse coulombienne, tient compte du fait que les ions ayant les états de charge les plus élevés ont la vitesse la plus importante du fait de la répulsion coulombienne. Ces deux vitesses  $u_k$  et  $u_c$  sont données par [96, 97] :

$$u_k = \sqrt{\frac{\gamma k T_{\text{ion}}}{m_{\text{ion}}}} \quad u_c = \sqrt{\frac{2QeV_0}{m_{\text{ion}}}} \quad (3.20)$$

avec  $Q$  l'état de charge de l'ion,  $\gamma$  le coefficient adiabatique ( $\gamma=5/3$ ) et  $V_0$  le potentiel d'accélération effectif développé au sein du plasma, qui accélère les ions proportionnellement à leur état de charge dans la direction normale à la cible.

En appliquant un changement de variable à cette distribution en vitesse on obtient la distribution en énergie correspondant aux ajustements présentés sur la figure 3.25 :

$$\frac{d^2 N_Q}{dv d\Omega}(v) = \frac{d^2 N_Q}{dE d\Omega}(E) \left| \frac{dE}{dv} \right| \quad (3.21)$$

$$\frac{d^2 N_Q}{dE d\Omega}(E) = \frac{B_Q}{m_{\text{ion}}} \times v^2 \times \exp \left[ -\frac{m_{\text{ion}}}{2kT_{\text{ion}}} (v^2 + u_0^2 - 2vu_0) \right] \quad (3.22)$$

avec  $E = \frac{1}{2}mv^2$  l'énergie cinétique des ions et  $\frac{dE}{dv} = mv$ . De plus on pose  $u_0 = u_k + u_c$ .

D'après les travaux de M. Comet [90], on peut déduire des ajustements de la figure 3.25 les valeurs  $kT_{\text{ion}}=450 \pm 160$  eV et  $V_0=530 \pm 340$  eV. La bonne correspondance entre les données expérimentales et la courbe d'ajustement montre que la forme des distributions en énergie des ions au sein du plasma est bien décrite par les fonctions de Maxwell-Boltzmann-Coulomb.

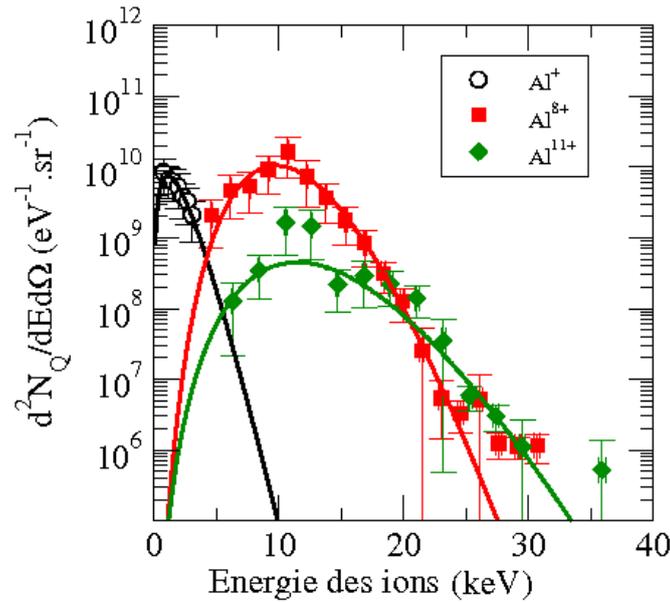


FIGURE 3.25 – Distributions en énergie des ions aluminium libérés dans le plasma produit par laser. Un ajustement par une distribution de Maxwell-Boltzmann-Coulomb a été réalisé.

A partir des distributions en énergie de chaque état de charge, on peut déterminer la fraction ionique mesurée loin de la cible. Celle-ci est notée  $F(Q)$  et est définie par la relation suivante :

$$F(Q) = \frac{\int \frac{d^2 N_Q}{dE d\Omega} dE}{\sum_{q=1}^{q=Q_{\max}} \int \frac{d^2 N_q}{dE d\Omega} dE} \quad (3.23)$$

La figure 3.26 présente les fractions ioniques pour chaque état de charge déterminées dans cette étude. L'état de charge moyen calculé est  $6+$  dans le cas de l'aluminium. D'après les travaux de M.Comet et al. [23, 90], le nombre total d'ions émis par stéradian lors d'un tir laser est de  $3.8 \times 10^{14}$  pour l'aluminium et de  $2.8 \times 10^{14}$  pour le cuivre. Les fractions ioniques du cuivre présentées dans ces travaux montrent que l'état de charge moyen des ions cuivre est  $2+$ . L'état de charge moyen plus élevé des ions aluminium et leur nombre plus grand permettent d'obtenir une plus grande quantité d'électrons libres au sein d'un plasma d'aluminium par rapport à un plasma de cuivre. Ces propriétés de l'aluminium, ainsi que son faible coût et sa facilité d'usinage font de ce matériau un bon candidat pour le développement de la source d'électrons.

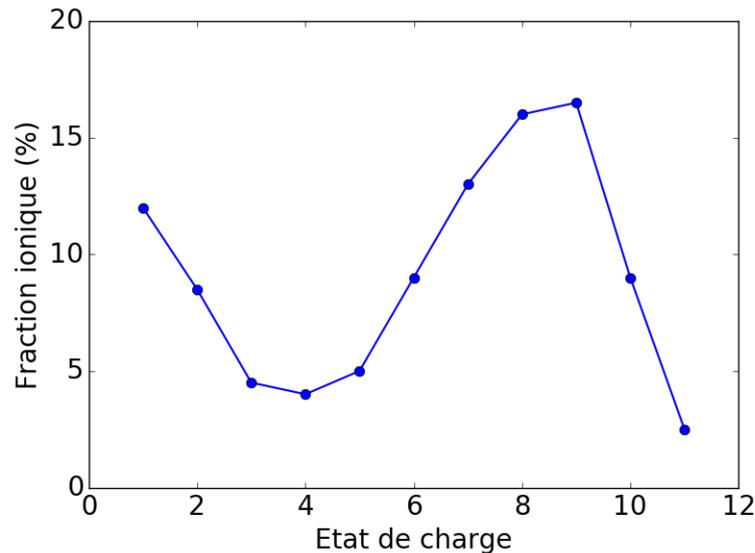


FIGURE 3.26 – Fractions ioniques du plasma d'aluminium déduites des mesures réalisées avec le déviateur électrostatique d'après les travaux de M.Comet et al. [23, 90].

### III.2 Profils de densité électronique

L'objectif de cette partie est d'obtenir le profil de densité des électrons du plasma en fonction de la distance par rapport à la cible à un instant donné après le tir laser. En partant de l'expression en vitesse des distributions de Maxwell-Boltzmann-Coulomb obtenues pour les ions, nous allons maintenant déterminer

le profil de densité électronique du plasma en appliquant les changements de variables :

$$dS = D^2 d\Omega \quad \text{et} \quad v = \frac{D}{t} \Rightarrow dv = \frac{dD}{t} \quad (3.24)$$

avec  $D$  la distance par rapport à la cible,  $dS$  la surface de la base du cône d'angle solide  $d\Omega$  et  $t$  l'instant considéré après le tir laser. On peut en déduire l'expression suivante :

$$\frac{d^2 N_Q}{dv d\Omega}(v) = \frac{d^2 N_Q}{dv dS}(v) \times D^2 = \frac{d^2 N_Q}{dD dS}(v) \times D^2 \times t \quad (3.25)$$

de laquelle on déduit l'expression du profil de densité ionique  $n_Q^{ion}(D, t)$  pour un état de charge donné :

$$n_Q^{ion}(D, t) = \frac{d^2 N_Q}{dD dS}(D, t) = B_Q \times \frac{D}{t^4} \times \exp \left[ -\frac{m_{ion}}{2kT_{ion}} \left( \frac{D^2}{t^2} + u_0^2 - \frac{2D}{t} u_0 \right) \right] \quad (3.26)$$

En considérant que le plasma est électriquement neutre, le profil de densité électronique  $n_e(D, t)$  en fonction de la distance  $D$ , à un instant  $t$  fixé, est égal à la somme des profils de densité ioniques de chaque état de charge :

$$n_e(D) = \sum_{Q=1}^{Q=Q_{max}} Q n_Q^{ion}(D, t) \quad (3.27)$$

avec  $Q_{max}=11$  l'état de charge maximal des ions aluminium mesuré dans le plasma. La figure 3.27 présente ainsi le profil longitudinal de la densité électronique lors de l'expansion du plasma à différents instants après le tir laser. La limite de détection en sortie du déviateur électrostatique se situe à  $\frac{d^2 N}{dE d\Omega} = 10^5$  eV $^{-1}$ .sr $^{-1}$ , ce qui entraîne une coupure aux extrémités du profil de densité. On observe qu'à un instant donné le plasma est localisé dans l'espace et qu'il se détend au cours du temps. La face avant s'écarte de la cible, et la densité maximale décroît. Le plasma parcourt 5 cm en environ 120-130 ns, soit une vitesse longitudinale de sa face avant de l'ordre de 400 km/s. Nous avons vu que cette vitesse est supérieure à la vitesse d'expansion de la zone de densité maximale (cf. I.4.c).

De la même manière que précédemment on peut déterminer le profil de densité électronique en fonction du temps à une distance  $D$  fixée comme présenté sur la figure 3.28. Cette représentation permet d'associer à chaque distance  $D$  l'instant  $t$  pour lequel une densité de particules maximale est atteinte. Cette information s'avèrera très utile par la suite.

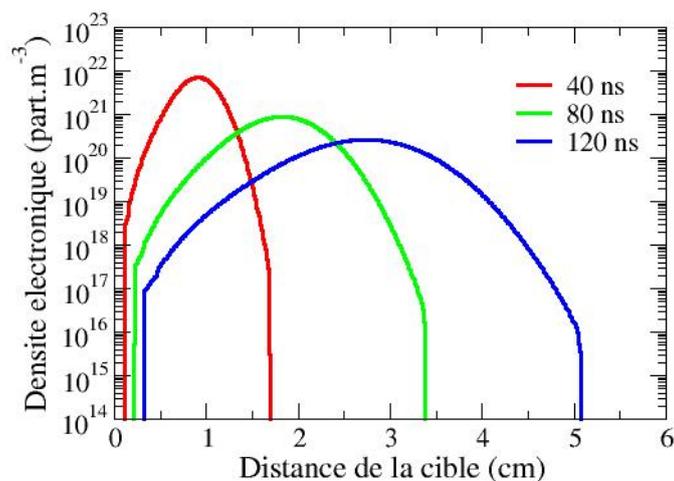


FIGURE 3.27 – Profil de densité électronique du plasma en fonction de la distance  $D$  par rapport à la cible pour les instants  $t$  fixés 40 ns, 80 ns et 120 ns après le tir laser.

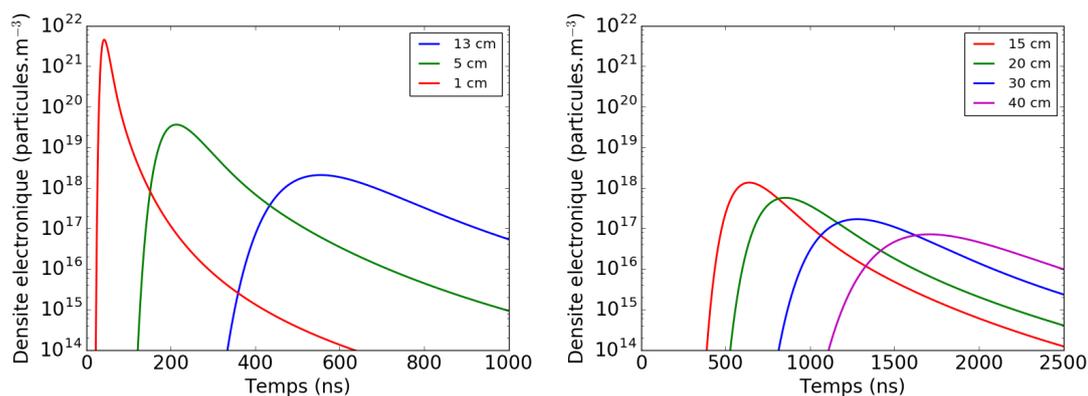


FIGURE 3.28 – Profil de densité électronique du plasma en fonction du temps  $t$  écoulé depuis l'interaction laser-cible pour les distances  $D$  fixées 1 cm, 5 cm et 13 cm (à gauche) et les distances  $D$  fixées 15 cm, 20 cm, 30 cm et 40 cm (à droite) par rapport à la cible.

## IV Recombinaison des ions au sein du plasma

L'étude de l'état asymptotique présentée précédemment s'appuie sur des mesures réalisées à environ 50 cm de la cible. Il a été montré qu'à cette distance les états de charge des ions aluminium sont gelés [23, 90]. C'est à cette condition que les profils de densités électroniques présentés précédemment (figures 3.27 et 3.28) sont valides. Afin de pouvoir s'appuyer sur ces résultats, il est donc nécessaire d'étudier les effets de recombinaison au sein du plasma et de connaître à quelle distance il n'est plus possible de négliger ces mécanismes. En effet, à des distances aussi faibles que quelques centimètres, des processus de recombinaisons entre les ions et les électrons sont attendus [98, 99]. Cette étude fixera le domaine de validité des profils de densité électronique.

#### IV.1 Stratégie expérimentale

L'objet de cette étude est de déterminer à partir de quelle distance à la cible les états de charge des ions sont gelés. Pour cela le dispositif expérimental utilisé est identique à celui déjà présenté sur la figure 3.1. Un collecteur de charges est disposé selon la normale à la cible passant par le point d'interaction, à des distances  $d$  allant de 3 à 42 cm de la cible. Le signal détecté par le collecteur de charge sera ainsi représentatif du plasma à différents points lors de son expansion, *i.e* à différentes valeur de densité électronique.

À chaque distance  $d$ , la tension de polarisation négative  $V_{coll}$  permettant de repousser suffisamment les électrons (équation (3.7)) est déterminée. Il est en effet crucial que l'amplitude du signal du collecteur de charge soit bien représentative de tous les ions du plasma. Ce premier travail donne accès à la tension caractéristique  $V_c^{exp}$ , qui sera comparée à la tension caractéristique  $V_c^{sim}$  afin de s'assurer du bon régime de fonctionnement du détecteur (c.f. paragraphe I.4.d).

La mesure de l'amplitude et de l'intégrale du signal ions (positif) aux différentes distances  $d$  permettra ensuite de déterminer à partir de quelle distance de la cible la recombinaison n'a plus lieu ou peut être négligée dans la description de la détente du plasma.

#### IV.2 Tension caractéristique de polarisation

Quand la distance  $d$  entre le collecteur de charge et la cible diminue, la densité du plasma augmente (figures 3.28). Ceci engendre un effet d'écrantage plus ou moins important du champ électrique entre les faces d'entrée des cylindres externe et interne du collecteur de charge (voir figure 3.11), sur des distances proportionnelles à la longueur de Debye du plasma, qui dépendent de la densité en  $n_e^{-\frac{1}{2}}$  [100].

Des simulations du plasma à l'intérieur du collecteur de charge sont menées à différentes densités. Ces densités correspondent aux distances cible-collecteur expérimentales, sur la base de l'étude présentée sur la figure 3.28. La géométrie et les caractéristiques de la simulation ont été présentées au paragraphe I.4.d. La figure 3.29 présente la fraction  $\frac{|Q_{ion}-Q_{e-}|}{Q_{ion}}$  en fonction de la tension appliquée à la partie collectrice du collecteur de charge, pour les différentes valeurs de densité électronique du plasma. Elles permettent de déterminer la tension caractéristique de polarisation  $V_c^{sim}$  par un ajustement en loi exponentielle présenté au paragraphe I.4.d.

Les tensions caractéristiques  $V_c^{exp}$  obtenues en fonction de la distance  $d$  sont comparées à  $V_c^{sim}$  sur la figure 3.30. Lorsque la distance diminue (et donc que la densité du plasma augmente) alors la tension nécessaire à la séparation de charges augmente rapidement. Il n'a d'ailleurs pas été possible de poursuivre cette étude pour des distances inférieures à 3 cm à cause de "claquages" survenant à l'intérieur du collecteur de charge. Notons que les tensions de polarisation nécessaires pour l'étude des intégrales seront deux à trois fois plus grandes que  $V_c^{exp}$  et atteindront alors près de  $-2000$  V entre les deux cylindres du collecteur de charge espacés de moins de 1 mm.

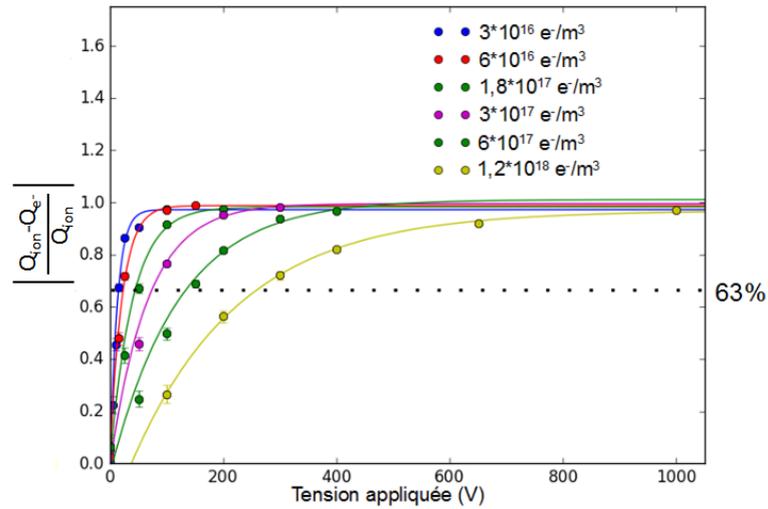


FIGURE 3.29 – Simulation de la charge ionique collectée en fonction de la tension appliquée à l'intérieur du collecteur pour différentes densités de plasma. Détermination de la tension caractéristique simulée  $V_c^{sim}$ .

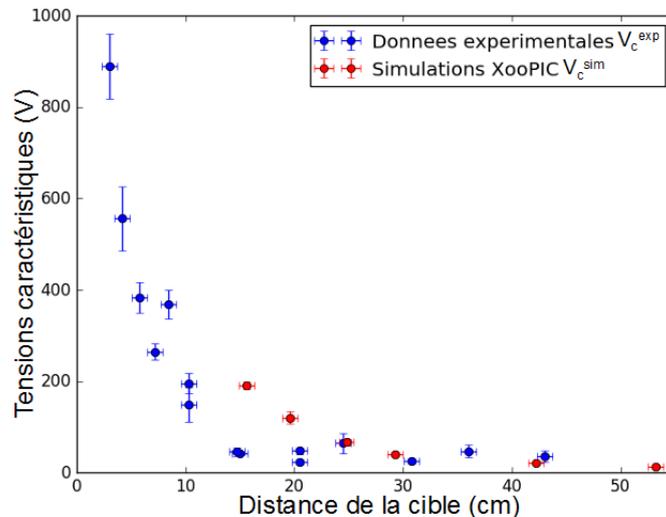


FIGURE 3.30 – Tensions caractéristiques à appliquer au collecteur de charge, obtenues expérimentalement et par simulation en fonction de la distance à la cible.

On remarque que les tensions caractéristiques simulées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues expérimentalement. De plus la tendance est la même : dans les deux cas, on voit que lorsque la densité augmente (ou que la distance diminue) la tension nécessaire pour séparer les charges augmente. Les simulations n'ont cependant pas pu être réalisées à des distances plus courtes de la cible. En effet la densité du plasma étant de plus en plus grande, la lon-

gueur de Debye devient de plus en plus courte ce qui impose un maillage des cellules de plus en plus serré pour rester dans des conditions de calcul XOOPIE valables. De la même manière l'augmentation de la densité du plasma et donc de la densité électronique entraîne une augmentation de la fréquence d'oscillation des électrons au sein du plasma, ce qui impose à la simulation XOOPIE des pas de temps de calcul de plus en plus courts. L'ajustement de ces paramètres à des valeurs permettant le bon fonctionnement de la simulation de plasmas de plus en plus denses entraîne une augmentation des temps de calcul trop importante. Néanmoins, cette étude permet de valider le régime de fonctionnement du collecteur de charge, et d'assurer que les valeurs de tensions collectrices appliquées permettent bien d'obtenir la séparation totale des charges positives et négatives du plasma dans le collecteur.

### IV.3 Distance limite de recombinaison

#### IV.3.a Etude des intégrales des signaux

Le collecteur de charges est polarisé à une tension  $V_{coll}$  deux à trois fois supérieure à la tension  $V_c^{exp}$  présentée précédemment. Les intégrales des signaux ions mesurées sont représentées en fonction de la distance  $d$  par rapport à la cible sur la figure 3.31(a) en échelle logarithmique. Dix tirs lasers sont réalisés par distance, ce qui permet de calculer une valeur moyenne de l'intégrale et un écart-type représentatif des dispersions autour de cette moyenne. Un ajustement en  $\frac{1}{d^2}$  est tracé sur la base des distances supérieures à 10 cm comme lors de l'expérience de Lorusso et al. [101]. Cette loi de puissance correspond à l'alignement que devrait avoir l'ensemble des points si il n'y avait pas de recombinaison au sein du plasma. En effet, dans ce cas, les intégrales des signaux doivent évoluer comme le rapport des angles solides couverts par le collecteur :

$$I_{c2}^+ = I_{c1}^+ \times \left( \frac{d_1}{d_2} \right)^2 \quad (3.28)$$

avec  $I_{c1}^+$  et  $I_{c2}^+$  les intégrales de signaux mesurées aux distances  $d_1$  et  $d_2$ . On remarque que les intégrales mesurées à des distances inférieures à environ 10 cm sont supérieures à la courbe, ce qui signe un effet de recombinaison des ions lors des premiers instants de la détente du plasma. La même courbe est présentée en échelle linéaire sur la figure 3.31(b). On observe de la même manière des états gelés sur les quatre points de plus grande distance qui se situent sur la courbe d'ajustement. Cependant les intégrales de ces signaux sont faibles. De plus l'écart entre les points pour des distances inférieures à 10 cm et la courbe reste faible et peut remettre en question les conclusions sur cette limite de 10 cm. Une étude complémentaire sur la forme temporelle des signaux est nécessaire pour confirmer ces résultats.

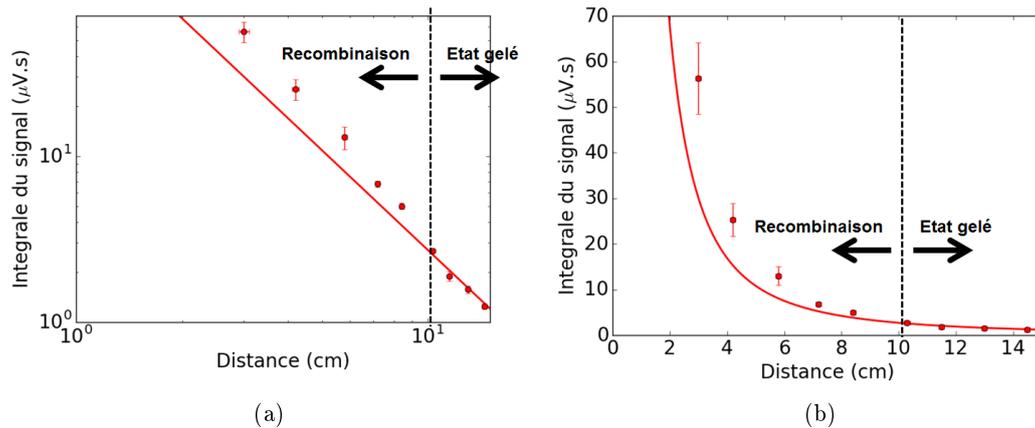


FIGURE 3.31 – Intégrales des signaux ions mesurées à chaque distance  $d$  en fonction de la distance à la cible en échelle logarithmique (a) et linéaire (b). Une courbe d'ajustement en  $\frac{1}{d^2}$  est également représentée.

#### IV.3.b Etude de la forme temporelle des signaux

Nous nous intéressons maintenant à la forme temporelle des signaux du collecteur. En l'absence de recombinaison, les signaux  $V(t)$  pour des collecteurs placés à des distances différentes doivent présenter des formes équivalentes décrites par des changements d'échelle. L'idée consiste à comparer tous les signaux rapportés à une distance de référence à la cible choisie à 20 cm, notée  $d_{20cm}$ . En l'absence de recombinaison, la forme du signal  $V_{20cm}(t_{20cm})$  à 20 cm de la cible peut être déduite du signal  $V(t)$  d'un collecteur placé à la distance  $d$  via la relation [101] :

$$V_{20cm}(t_{20cm}) = V(t) \times \frac{d^2}{d_{20cm}^2} \times \frac{(d+L)}{(d_{20cm}+L)} \quad (3.29)$$

où  $(d+L)$  est la distance entre la cible et la partie interne du collecteur. Le terme  $\frac{d^2}{d_{20cm}^2}$  correspond à la correction du signal liée à l'angle solide, tandis que le terme  $\frac{(d+L)}{(d_{20cm}+L)}$  correspond à la déformation du signal due à la dispersion en vitesse des ions. Le temps de vol  $t$  subit par ailleurs un changement d'échelle tel que [101] :

$$t_{20cm} = t \times \frac{d_{20cm} + L}{d + L} \quad (3.30)$$

avec  $t_{20cm}$  le temps de vol corrigé à 20 cm. S'il n'y a pas de processus de recombinaison au sein du plasma, les signaux doivent suivre les facteurs d'échelle des équations 3.29 et 3.30 et se superposer. La figure 3.32 présente les signaux mesurés aux distances 10.3 cm, 11.5 cm, 13 cm et 14.5 cm ramenés à 20 cm. On remarque qu'ils se superposent parfaitement. Les états de charge des ions sont donc bien gelés à ces distances car la quantité de charge positive mesurée est la même, une fois les signaux reconstruits pour la distance de référence de 20 cm.

La figure 3.33 présente les signaux mesurés à des distances allant de 10.3 cm à 3 cm et on remarque que ceux-ci ne se superposent pas. Les mesures réalisées au plus proche de la cible présentent une amplitude plus élevée. Au cours de la

détente du plasma, des ions se recombinent avec des électrons ce qui conduit à une diminution du niveau du signal et du nombre d'électrons libres. Le processus de recombinaison des ions et des électrons au sein du plasma en dessous de 10 cm intervient à des temps de vol supérieurs à 720 ns pour une distance cible-collecteur équivalente de 20 cm. Ce temps de vol correspond à une énergie cinétique de 11 keV pour les ions aluminium. Ainsi seuls les ions ayant une énergie inférieure à 11 keV sont affectés par les recombinaisons électroniques.

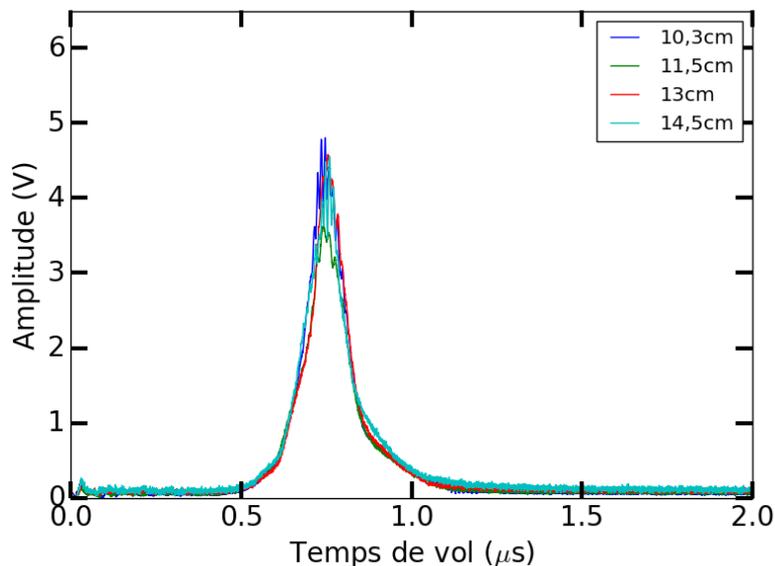


FIGURE 3.32 – Amplitudes en fonction du temps des signaux ions mesurés à chaque distance pour  $d \geq 10.3$  cm et réajustés à la distance de référence de 20 cm.

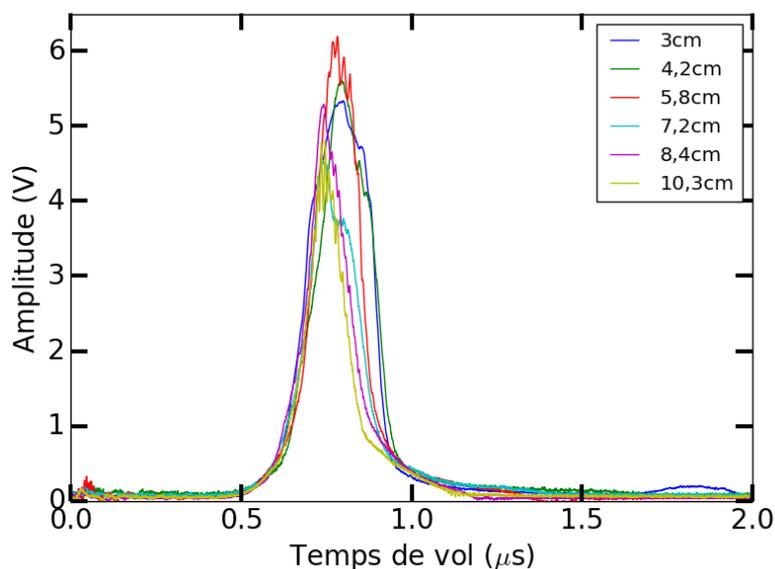


FIGURE 3.33 – Amplitudes en fonction du temps des signaux ions mesurés à chaque distance pour  $d \leq 10.3$  cm et réajustés à la distance de référence de 20 cm.

Toutefois, même à des distances courtes cet effet ne changera pas l'ordre de grandeur des profils de densité électronique présentés à la figure 3.27. En effet, à la distance la plus courte où les mesures ont été possibles (3 cm) l'intégrale du signal collecteur n'est supérieure que d'un facteur 2 à la courbe d'ajustement de la figure 3.31, ce qui entraîne une augmentation d'un facteur 2 de la densité électronique dans notre modèle. Cela est négligeable au vu de l'ordre de grandeur de  $10^{20}$  particules/m $^3$  en jeu.

## Conclusion du chapitre

Le but de ce chapitre était de caractériser la dynamique d'expansion d'un plasma d'aluminium produit par laser à  $10^{13}$  W.cm $^{-2}$ . L'enjeu était de déterminer le profil longitudinal du plasma à un instant donné, de mesurer le nombre d'électrons libérés en son sein et d'étudier les états de charges gelés des ions du plasma. Cette description va permettre de développer une nouvelle source d'électrons extraits de ce plasma.

Pour cela, une étude détaillée du fonctionnement des collecteurs de charges a été menée. Celle-ci a permis de déterminer l'origine du signal dans le collecteur. Celui-ci est généré quand les particules chargées pénètrent dans le cylindre interne des collecteurs. Des simulations numériques effectuées avec le code XOOPIIC ont permis de comprendre et de valider les résultats expérimentaux concernant l'évolution de la tension à appliquer sur la partie interne des collecteurs pour obtenir la séparation des charges, en fonction de la densité du plasma.

A ce stade de l'étude nous avons accès aux densités d'ions et d'électrons dans le plasma en fonction de la distance à la cible au cours de la détente du plasma. Ces profils de densités sont valables quelle que soit la distance à la cible car les processus de recombinaison les affectent peu. Ces processus sont présents à des distances inférieures à environ 10 cm de la cible et compte tenu des temps de vol des ions, ce sont les ions dont l'énergie est inférieure à 11 keV qui sont affectés par ces effets. Par ailleurs  $2 \times 10^{15}$  électrons libres ont été mesurés au sein du plasma.

## Chapitre 4

# Plasma soumis à un potentiel électrique : étude du nombre d'électrons extraits

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'une mesure directe du taux d'excitation nucléaire du  $^{181}\text{Ta}$  par diffusion ( $e, e'$ ) n'était possible qu'à condition de disposer d'une source d'électrons intense (quelques  $10^{13}$  électrons par tir) et brève (quelques centaines de ns). Au chapitre précédent une étude d'un plasma d'aluminium produit par laser au CENBG a été présentée. Elle a permis de caractériser son évolution spatiale et temporelle ainsi que l'évolution de son profil de densité. Les mesures ont permis de déterminer que quelques  $10^{15}$  électrons sont libérés au sein d'un tel plasma et montrent qu'il a les caractéristiques requises pour servir de source d'électrons brève, intense et pulsée. Le présent chapitre détaille les travaux réalisés pour déterminer et optimiser le nombre d'électrons extraits lorsque la cible et donc le plasma sont polarisés à un potentiel négatif. Après une présentation du dispositif expérimental utilisé nous détaillerons les différents détecteurs permettant la mesure du nombre d'électrons extraits et le suivi de l'évolution du potentiel électrique appliqué à la cible lors de la détente du plasma. Nous présenterons enfin les travaux réalisés pour optimiser le nombre d'électrons extraits pour une tension de polarisation sur cible donnée.

## I Principe de la source

Le schéma de principe de l'installation est présentée sur la figure 4.1. L'interaction laser-cible se déroule dans la chambre à vide où sont placés les systèmes de polarisation de la cible et de détection des électrons. Le système de vide primaire et secondaire est le même que celui présenté dans le chapitre précédent, de même que le laser et le chemin optique suivi par le faisceau. L'intensité laser sur cible est de  $7.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ . La cible en aluminium est placée sur le porte-cible pouvant se déplacer suivant les 3 directions de l'espace. Elle sera déplacée de 1 mm après chaque tir laser pour disposer d'une cible lisse. Les moteurs du porte-cible sont déclenchés à chaque tir par le signal d'une photodiode placée en sortie du laser et détectant le passage du faisceau. La cible est polarisée à un potentiel  $V_{tgt}$  négatif pour permettre l'extraction des électrons du plasma *via* un champ électrique  $\vec{E}_{ext}$  créé entre la cible et une grille connectée à la masse comme le montre le schéma de la figure 4.2. Cette grille est de transmission 37 % et fait également office de fenêtre d'entrée de la Faraday Cup, qui sert à détecter les électrons. Compte tenu de l'encombrement de la chambre dont le rayon avoisine les 30 cm et de la dimension de la Faraday Cup dont la longueur est 7 cm, la distance cible-face d'entrée de la Faraday Cup est fixée à  $D = 5 \text{ cm}$ . Pour une distance plus petite, la Faraday Cup coupe le faisceau laser tandis que pour une distance plus grande, la Faraday Cup touche les bords de la chambre d'expérience. La tension  $V_{tgt}$  est appliquée à la cible *via* un Té de polarisation avec un condensateur de capacité  $C$  qui va permettre de stabiliser la tension cible lors de la détente du plasma et d'optimiser le nombre d'électrons extraits. Différentes valeurs de capacités du condensateur de stabilisation allant de  $C = 2.2$  à  $100 \text{ nF}$  ont été utilisées. La tension de la cible est enregistrée sur une échelle de temps de  $1 \mu\text{s}$  à l'aide d'un diviseur de tension de type capacitif.

La polarisation de la cible est assurée par une alimentation haute tension de marque Iseg, modèle ECH128 branchée sur la cible via un Té de polarisation dont le principe de fonctionnement a été expliqué au chapitre précédent. Dans cette thèse on se limitera à des tensions inférieures à 6 kV, l'enjeu étant de comprendre les phénomènes physiques intervenant lorsque le plasma en détente est soumis à un champ de potentiel électrique. C'est une étape indispensable avant de passer à des tensions plus élevées, en vue de l'excitation du  $^{181}\text{Ta}$  ; augmentation de tension qui a nécessité un développement technique spécifique réalisé lors de l'année 2017.

Les signaux en sortie de la Faraday Cup, du diviseur de tension et de la photodiode sont enregistrés par un oscilloscope numérique de marque Tektronix, modèle DPO7104 dont l'acquisition est déclenchée par le signal de la photodiode. L'oscilloscope de bande passante de 1 GHz a une période d'échantillonnage réglée à 100 ps et l'acquisition est effectuée sur  $1 \mu\text{s}$ , ce qui correspond à 10 000 points. L'ensemble des données est enregistré sous forme de fichiers ASCII pour être analysé ultérieurement avec des outils numériques.

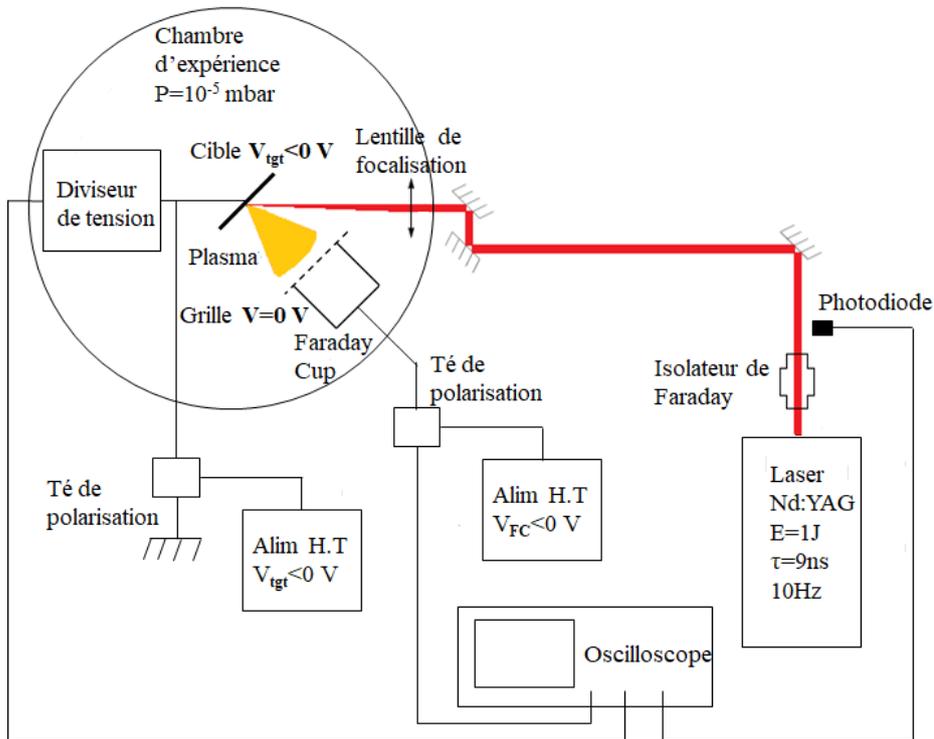


FIGURE 4.1 – Schéma du principe de la source d'électrons.

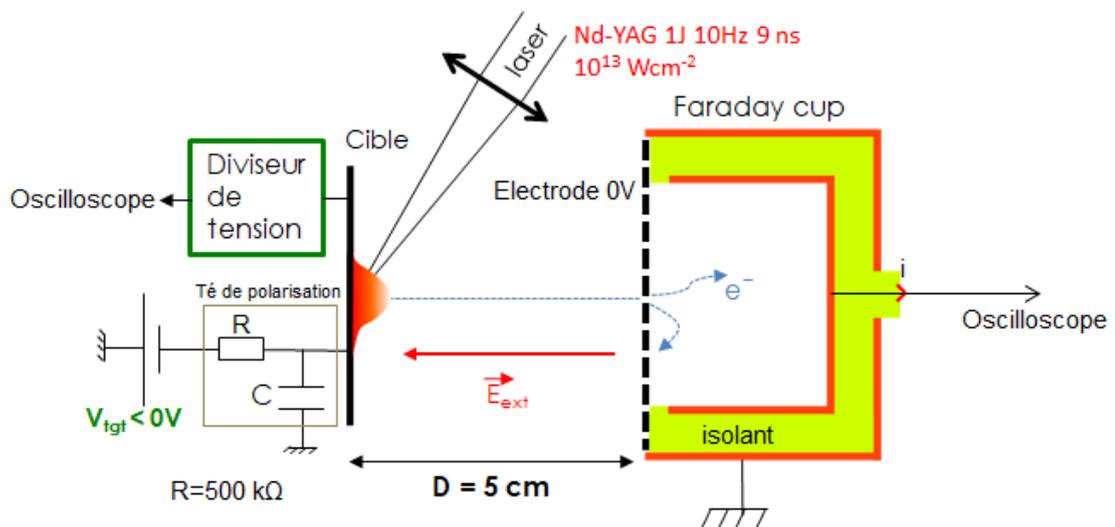


FIGURE 4.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'extraction des électrons du plasma avec le conditionnement électrique associé à la cible.

## II Faraday Cup et mesure du nombre d'électrons extraits

### II.1 Présentation du détecteur

Le principe de fonctionnement de la Faraday Cup est présenté sur la figure 4.3. Une partie collectrice en cuivre est disposée à l'intérieur d'une cage conductrice elle-même en cuivre. La face avant est une grille d'aluminium de transmission 37 %. Un isolant est disposé entre les parties internes et externes afin d'éviter les décharges électriques entre celles-ci. En effet, la partie interne peut être portée à un potentiel négatif  $V_{FC}$  tandis que la cage conductrice est connectée à la masse. Un champ électrique  $\vec{E}'$  est ainsi créé entre elles afin de repousser les électrons entrant dont l'énergie est insuffisante pour surmonter le potentiel appliqué. Lorsque les particules atteignent le voisinage de la partie collectrice, l'apport de charge génère un courant électrique dont la polarité dépend du signe de la charge de la particule. Dans la configuration de câblage choisie, un apport de charge négatif (électrons) conduit à un courant de polarité négative. Un Té de polarisation permet de conditionner le signal électrique : il découple le générateur de tension appliquant la tension de polarisation  $V_{FC}$  de l'oscilloscope. Du fait de la faible durée de l'impulsion du signal lors de la collection des particules (quelques dizaines de nanosecondes), l'impédance du condensateur est très petite face à celle de la résistance  $R = 500 \text{ k}\Omega$  et donc le courant  $i$  est dirigé vers l'impédance de charge de l'oscilloscope  $r = 50 \text{ }\Omega$ .

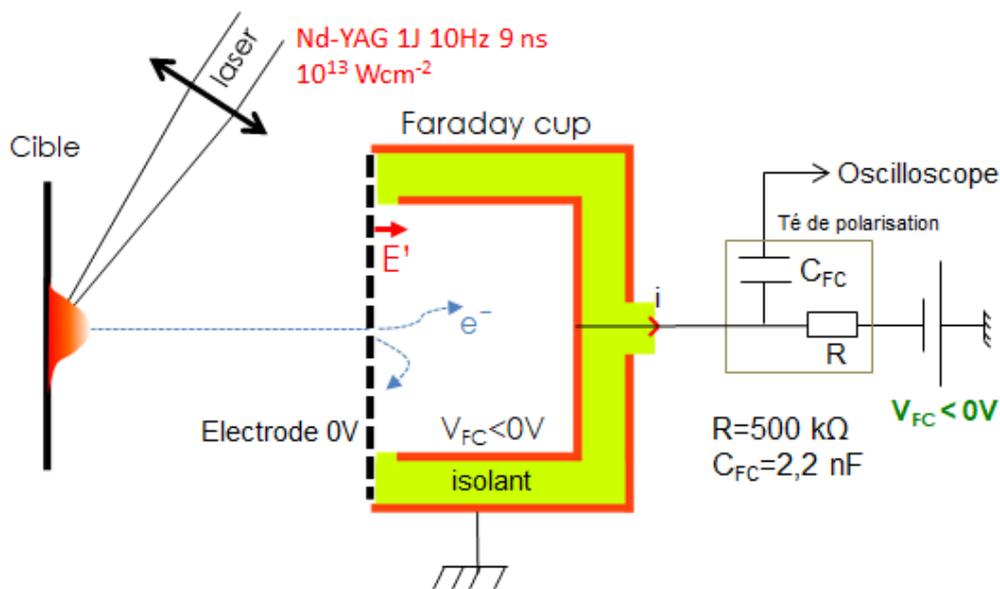


FIGURE 4.3 – Schéma de fonctionnement de la Faraday Cup avec le conditionnement électrique associé.

Les dimensions exactes de la Faraday Cup développée pour les besoins de l'expérience sont présentées sur la figure 4.4. Le détecteur est suffisamment grand

et résistant tout en étant adapté à la taille de la chambre d'expérience, dont le volume est restreint. Comme déjà précisé, les armatures externes et internes sont en cuivre, et l'isolant en téflon. Le téflon désorbe peu lorsqu'il est soumis à un vide poussé et sa rigidité diélectrique est supérieure à 20 kV/mm suivant sa composition [102], de sorte qu'une épaisseur de 5 mm de téflon est suffisante pour maintenir une bonne isolation électrique jusqu'à quelques kV tout en étant facile à usiner. La profondeur de la partie collectrice interne est telle que la rétrodiffusion des électrons est limitée, tout en assurant une géométrie suffisamment compacte, d'arête 7 cm environ, pour l'insérer dans la chambre à vide face à la cible à une distance de 5 cm. Un espace à travers l'isolant est aménagé en face arrière pour permettre la transmission du signal via un câble. Afin d'éviter les sur-tensions à l'entrée de l'oscilloscope, on place un atténuateur résistif d'impédance de charge 50  $\Omega$  et dont le gain est de -40 dB afin de diviser d'un facteur 100 la tension d'entrée. Compte tenu de l'atténuateur, de l'impédance d'entrée de l'oscilloscope, de la transmission de la grille et de la transmission de 93 % des signaux sur 20 m de câble, une amplitude de 1 V sur l'oscilloscope correspond à un courant de particules d'environ  $\frac{1V \times 100}{50 \times 0.37 \times 0.93} = 6$  A à l'entrée de l'anode.

La Faraday Cup utilisée a une double fonction : sa face d'entrée, connectée à la masse, sert d'anode pour l'extraction des électrons et sa structure interne pouvant être polarisée sert à caractériser en nombre et en énergie les électrons extraits et entrants dans le détecteur.

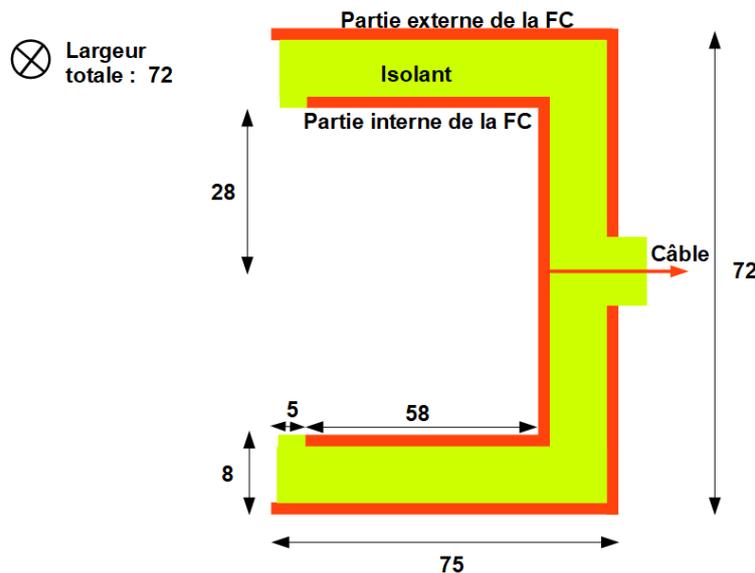


FIGURE 4.4 – Schéma de la Faraday Cup en coupe dans le sens face avant-arrière montrant ses dimensions en mm.

Deux photographies de la face avant de la Faraday Cup sont présentées sur la figure 4.5. La première montre le détecteur ouvert, on peut distinguer les parties externes et internes en cuivre et l'isolant entre les deux en blanc. La partie interne collectrice est de symétrie cylindrique car nous avons vu au chapitre précédent que la détente du plasma présentait une symétrie cylindrique. De plus cette forme

présente des avantages pratiques du point de vue de l'usinage du cuivre et du téflon. La deuxième photographie montre la Faraday Cup munie de la grille d'entrée en contact avec la partie externe reliée à la masse et servant d'anode.

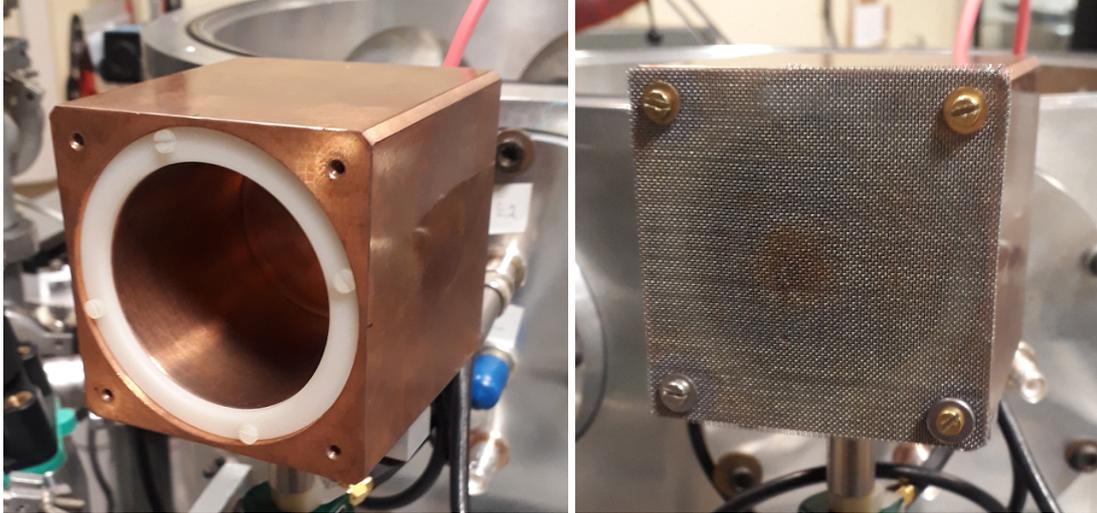


FIGURE 4.5 – Photographies de la Faraday Cup de face, sans et avec la grille de transmission 37 % disposée en face avant.

## II.2 Présentation des signaux de la Faraday Cup

Ne connaissant pas le régime de fonctionnement de la Faraday Cup ni la quantité d'électrons potentiellement extraits du plasma, nous diaphragmons l'entrée de la Faraday Cup dans un premier temps afin de ne pas saturer le détecteur. A titre indicatif, l'extraction de seulement 1% des électrons du plasma sur une durée de 50 ns donnerait un courant moyen de  $\frac{10^{13} \times 1.602 \times 10^{-19}}{50 \times 10^{-9}} \simeq 32$  A. La première photo de la figure 4.6 montre ainsi le diaphragme en cuivre apposé devant la grille d'entrée et présentant une ouverture centrale et circulaire de diamètre  $\phi=16$  mm. Sur la deuxième photo la Faraday Cup est totalement occultée à l'aide d'un écran en cuivre afin de savoir si un signal est engendré sur la partie collectrice lorsque les particules chargées du plasma atteignent les parties occultées du diaphragme, entraînant ainsi un artefact sur le signal mesuré. L'épaisseur de ces écrans est de 50  $\mu\text{m}$ . Les épaisseurs correspondant à des parcours d'électrons de 50 keV ou de protons de 1 MeV dans le cuivre sont de l'ordre de 7-8  $\mu\text{m}$  [103]. Ces écrans sont donc suffisamment épais pour que des particules massives soient bloquées. Des rayonnements de type X (freinage, fluorescence) peuvent néanmoins être réémis et traverser ces écrans.

Nous allons maintenant nous intéresser aux signaux détectés pour différentes configurations de potentiels  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$  pour une Faraday Cup diaphragmée et occultée.

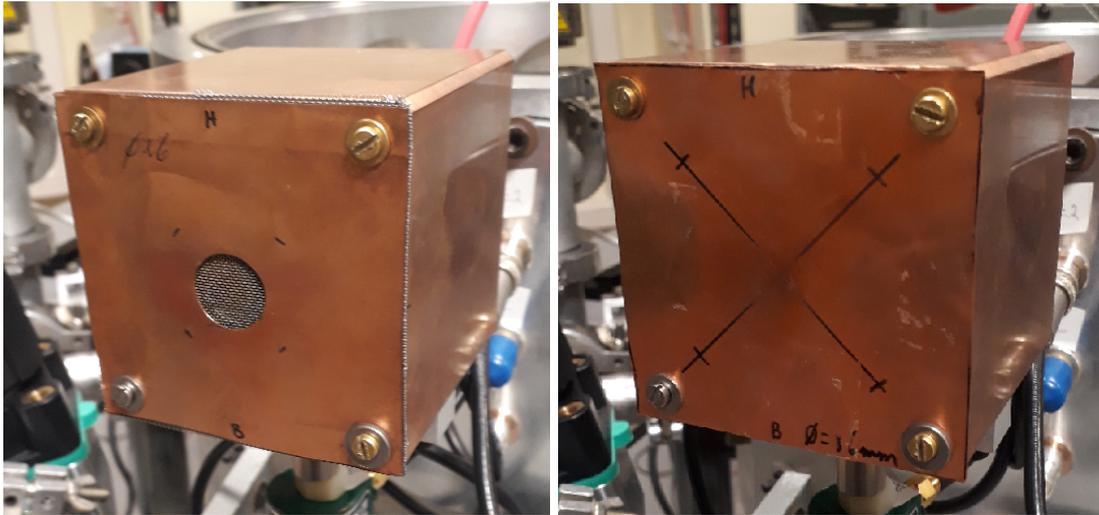


FIGURE 4.6 – Photographies de la Faraday Cup de face. La première avec un diaphragme de 16 mm de diamètre et la seconde avec un écran disposés en face avant.

### II.2.a Recalage en temps

Les signaux de la photodiode, en rouge sur la figure 4.8, présentent un pic principal associé au passage du laser et des pics périodiques inattendus de plus faible amplitude séparés d'environ 100 ns. Ces pics sont caractéristiques d'un problème d'impédance dans le circuit électrique présenté sur la figure 4.7 qui relie la photodiode, les moteurs du porte-cible et l'oscilloscope. En effet, le câble reliant la photodiode au noeud distant permettant d'acheminer le signal simultanément vers les moteurs et l'oscilloscope est adapté à une impédance de  $50 \Omega$ , valeur correspondant aussi à l'impédance d'entrée des moteurs et de l'oscilloscope. Le signal provenant de la photodiode et arrivant au noeud voit une résistance équivalente de  $25 \Omega$  ce qui entraîne une réflexion d'une partie du signal, elle même réfléchi ensuite sur la photodiode. Ces réflexions du signal aux extrémités du câble de longueur 10 m sont détectées par l'oscilloscope avec un retard correspondant à la durée de propagation du signal sur une distance d'environ 20 m, soit environ 100 ns. Cette observation n'a aucune incidence sur les mesures effectuées, le déclenchement de l'oscilloscope étant assuré par l'arrivée du premier pic du signal de la photodiode.

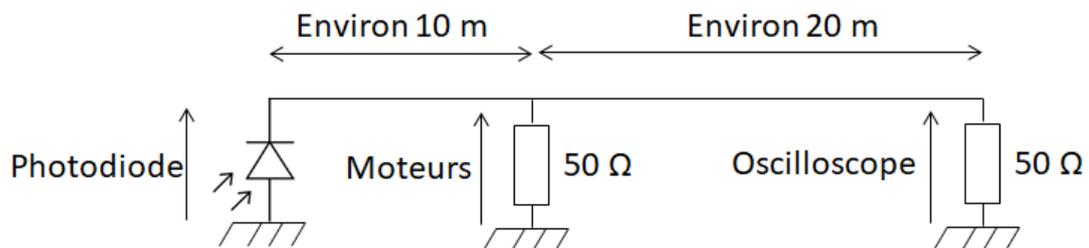


FIGURE 4.7 – Schéma du circuit électrique entre la photodiode, les moteurs et l'oscilloscope.

La figure 4.8(a) présente un signal typique obtenu pour  $V_{tgt} = -3000$  V et  $V_{FC} = 0$  V pour une ouverture de diamètre  $\phi=16$  mm, en bleu, et le signal enregistré par la photodiode en rouge. Les instants initiaux de ces signaux bruts ne sont pas physiques et correspondent aux instants de déclenchement de l'oscilloscope. Afin de pouvoir comparer les temps de vol des électrons extraits à différentes tensions accélératrices  $V_{tgt}$ , ils doivent être recalés en temps. L'origine choisie est l'instant d'impact du laser sur la cible. Les signaux sont donc corrigés du temps de propagation du laser entre la photodiode et la cible, de l'ordre de 12 ns pour environ 3.5 m de propagation de la lumière et des temps de propagation des signaux dans les câbles entre les détecteurs et l'oscilloscope, soit 103 ns pour environ 20 m de câble à la sortie de la Faraday Cup et 138 ns pour environ 28 m de câble à la sortie de la photodiode. La correction globale tenant compte de ces effets correspond à un décalage de 20 ns entre le signal de la Faraday Cup et celui de la photodiode. La figure 4.8(b) montre les signaux photodiode et Faraday Cup après cette correction en temps. L'origine du temps correspond maintenant à l'instant de l'impact de l'impulsion laser sur la cible et est associée au début du front de montée du signal de la photodiode. Le signal de la Faraday Cup présente un pic de polarité négative sur les 140 premières ns après le tir laser, correspondant à l'extraction et la détection d'électrons du plasma. Nous allons maintenant voir l'effet du potentiel  $V_{tgt}$  sur cette composante, et tous les signaux présentés par la suite seront recalés en temps.

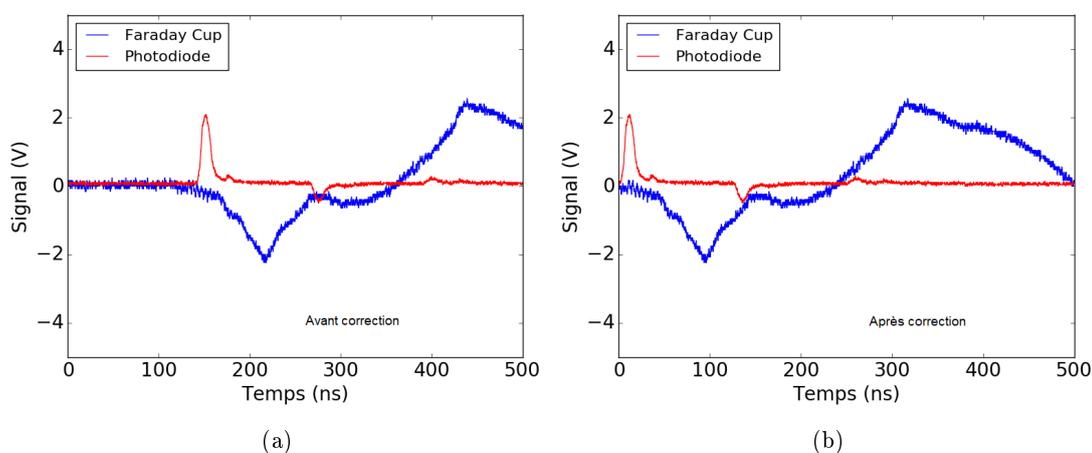


FIGURE 4.8 – Exemple de recalage en temps d'un signal Faraday Cup brut à l'aide du signal photodiode à gauche. A droite le signal de la Faraday Cup corrigé avec comme instant initial l'instant d'impact du laser sur la cible.

## II.2.b Présentation des signaux pour une tension $V_{FC} = 0$ V

La figure 4.9(a) présente le signal mesuré par la Faraday Cup diaphragmée à  $\phi=16$  mm, pour une tension de polarisation  $V_{tgt} = -5000$  V et  $-3000$  V, et une tension  $V_{FC}$  appliquée de 0 V. Un pic négatif suivi d'un pic positif peuvent être observés, et leur amplitude augmente quand  $|V_{tgt}|$  augmente. La composante négative correspond à la détection d'électrons et dure environ 140 ns tandis que la composante positive, plus lente, correspond à la détection du plasma. Ce der-

nier, ayant perdu des électrons extraits, n'est plus neutre et présente un excès de charges positives d'où la polarité du signal observé. Lorsqu'on annule le potentiel  $V_{tgt}$  ces deux composantes disparaissent des signaux pour laisser place à une courbe plate, comme illustré sur la figure 4.9(b). Cette observation signe l'électroneutralité du plasma.

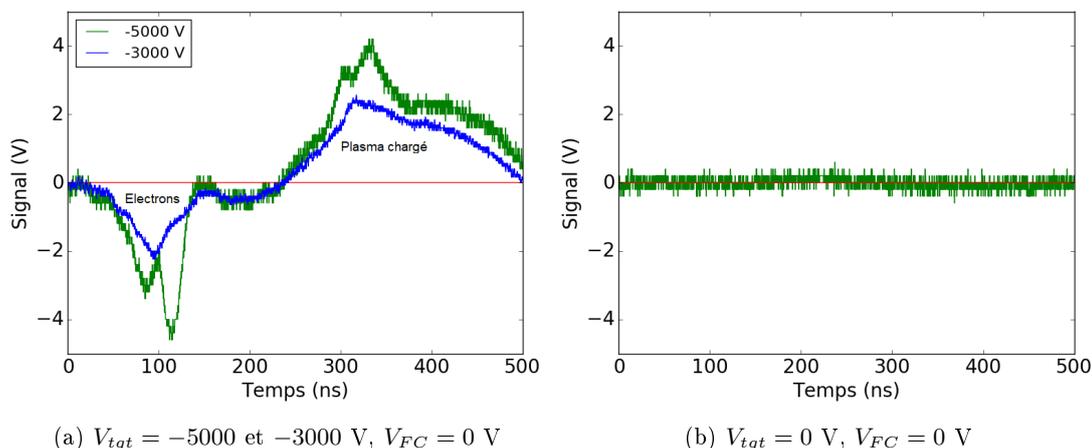


FIGURE 4.9 – Signal brut de la Faraday Cup diaphragmée visualisé à l'oscilloscope.

Lorsque la Faraday Cup est complètement occultée, que la cible est polarisée à un potentiel  $V_{tgt}$  négatif et  $V_{FC}$  à 0 V, on observe un pic négatif à environ 100/120 ns après le tir laser comme illustré sur la figure 4.10(a). Il est suivi de fluctuations du signal alors qu'aucune particule massive n'entre dans le détecteur. Ces effets pourraient être dus aux particules chargées qui arrivent en grand nombre sur la partie externe (anode) de la Faraday Cup et qui pourraient modifier de manière transitoire le potentiel de la partie interne par influence électrique. On observe également un signal de polarité positive et de durée plus longue (jusqu'à 250 ns après le tir laser), qui pourrait être associé au retour à un potentiel nul de la partie interne de la Faraday Cup, étayant l'hypothèse de sa modification par influence. Les variations de potentiel autour de 300 ns sont plus difficiles à interpréter mais semblent corrélées temporellement à la collection du plasma sur la face avant de la Faraday Cup. Cette partie temporelle du signal est moins pertinente pour la suite de l'étude du fait de son arrivée tardive par rapport à celle des électrons et l'origine de ce signal n'a pas été investiguée davantage. Il faudra donc tenir compte de ces effets pour déduire un nombre d'électrons extraits à partir de ces signaux. De la même manière que précédemment, lorsqu'on annule le potentiel  $V_{tgt}$  l'ensemble des signaux disparaît comme représenté sur la figure 4.10(b).

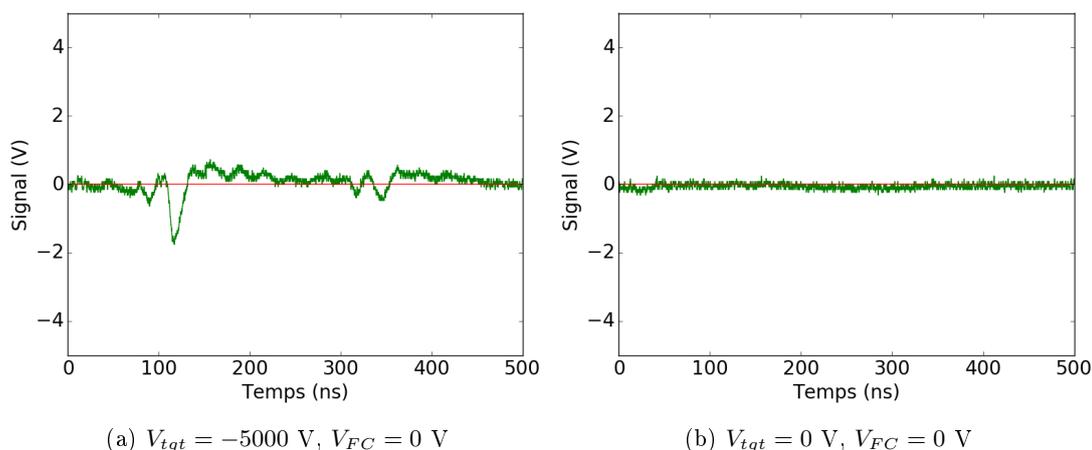


FIGURE 4.10 – Signal brut de la Faraday Cup occultée.

### II.2.c Présentation des signaux pour une tension $V_{FC} \neq 0 \text{ V}$

La figure 4.11(b) présente le signal après un tir laser pour une Faraday Cup diaphragmée à  $\phi=16 \text{ mm}$  et polarisée à un potentiel  $V_{FC}$  négatif de  $-3000 \text{ V}$  tandis que la cible est polarisée à  $V_{tgt} = 0 \text{ V}$ . Un pic de polarité positive apparaît dans les 20 premières nanosecondes qui suivent le début de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible. Ce pic est également observé lorsque la cible est polarisée, comme illustré sur la figure 4.11(a) pour  $V_{tgt} = -5000 \text{ V}$ . Cette structure est néanmoins absente lorsque  $V_{FC} = 0 \text{ V}$  (figures 4.10 et 4.9). La figure 4.12 montre qu'elle est toujours présente lorsque la Faraday Cup est occultée. Cette structure apparaissant aux tous premiers instants après le tir laser, elle pourrait être due à des photons X créés lors de l'interaction laser-cible. Les études réalisées par Y. Tsui et al. [88] et I. Mantouvalou et al. [104] montrent que pour des intensités laser de l'ordre de  $10^{13}$  à  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ , les rayons X produits dans les plasmas d'aluminium ont une énergie comprise entre une centaine et environ  $500 \text{ eV}$ . Ces rayons X pourraient ioniser le cuivre par effet photoélectrique dans la partie interne de la Faraday Cup. Celle-ci étant polarisée négativement les électrons de faible énergie ainsi libérés seraient repoussés, ce qui générerait un signal de polarité positive. En l'absence de polarisation de la partie interne, ces électrons se recombineraient dans le cuivre et il n'y aurait alors pas de signal généré aux tous premiers instants.

Sur la figure 4.11(a), un second pic positif apparaît après environ  $200 \text{ ns}$ , correspondant à la détection des ions du plasma. En effet, une séparation de charges a lieu dans la Faraday Cup du fait de sa polarisation. Les électrons sont en partie repoussés.

Enfin, lorsqu'on applique un potentiel  $|V_{tgt}|$  supérieur à  $|V_{FC}|$  tout en maintenant  $V_{FC} < 0 \text{ V}$ , le signal positif dû aux rayons X n'est pas modifié comme représenté sur la figure 4.11(a). Un signal négatif apparaît dans les  $140$  premières ns mais dont l'amplitude est plus faible que ce qu'on peut observer sur la figure 4.9, ce qui montre qu'une partie des électrons extraits du plasma ont une énergie supérieure à  $|eV_{FC}|$ .

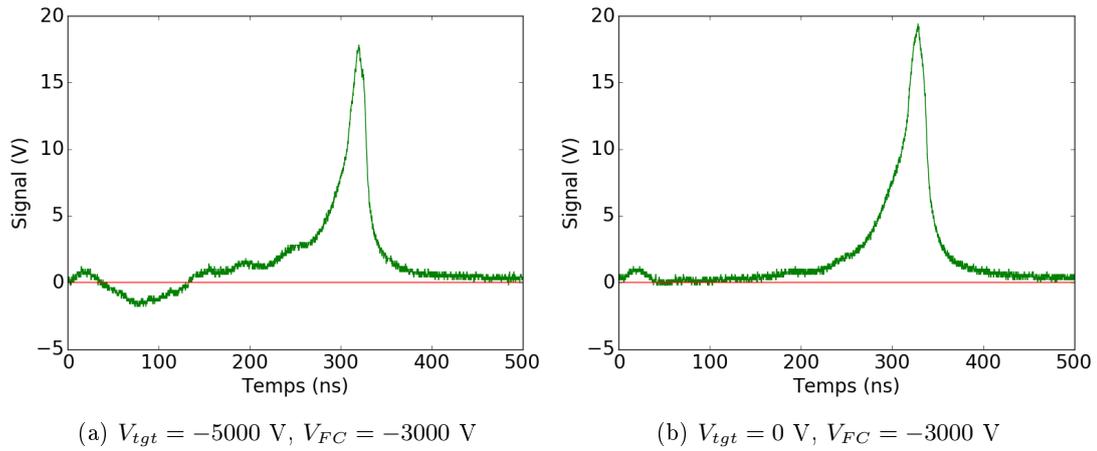


FIGURE 4.11 – Signal brut de la Faraday Cup diaphragmée.

Enfin, pour une Faraday Cup occultée, lorsqu'on applique un potentiel  $V_{tgt}$  négatif (figure 4.12(a)) des perturbations similaires à celles observées sur la figure 4.10(a) sont observées. Un signal négatif dans les 140 premières ns est dû aux électrons arrivant sur l'écran suivi de fluctuations globalement positives. Lorsque la Faraday Cup est polarisée à un potentiel  $V_{FC}$  négatif tandis que  $V_{tgt}$  est fixée à 0 V, le pic positif rapide dû *a priori* aux rayons X est toujours présent comme déjà vu sur la figure 4.12(b). Le plasma étant neutre aucun autre signal n'est généré.

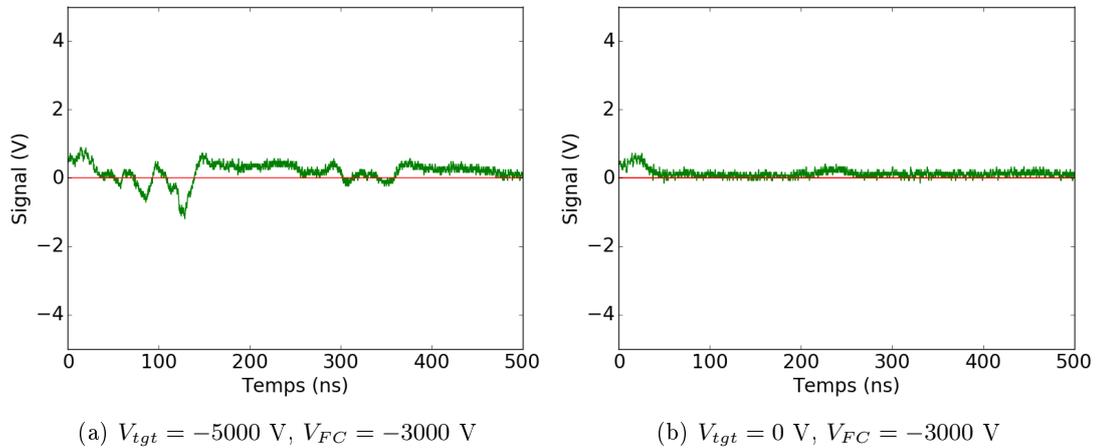


FIGURE 4.12 – Signal brut de la Faraday Cup occultée.

L'origine physique des signaux apparaissant lors de l'application des potentiels  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$  est globalement comprise. L'apparition de ces différentes composantes nécessite de mettre en place une procédure pour le traitement des signaux afin de déterminer le signal des électrons extraits du plasma soumis à un potentiel.

### II.3 Procédure de correction des signaux bruts

Le but de l'analyse présentée ici est de s'affranchir des différentes composantes apparaissant dans les signaux afin d'extraire les informations uniquement relatives aux électrons détectés. Ce travail a été réalisé grâce à un programme informatique écrit dans le langage Python [105].

Afin de ne visualiser que le signal des électrons à un couple  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$  donné il est nécessaire de soustraire le signal de référence  $S_{FC}^{ref}(t)$  obtenu pour  $V_{tgt} = 0$  V. En effet, comme nous l'avons vu lors de l'étude des signaux bruts, lorsque  $V_{tgt} = 0$  V, aucun électron n'est extrait du plasma, mais le signal enregistré contient des contributions de polarités positives (X sur les premiers instants, ions au delà d'une centaine de ns) qui sont à soustraire des signaux d'intérêt. De la même manière nous avons vu dans la partie précédente que la partie occultée de la Faraday Cup générait un signal oscillant, noté  $S_{ecran}(t)$ , lors de l'arrivée des électrons pour un couple  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$  donné. Afin de s'affranchir de ces composantes il est également nécessaire de soustraire au signal  $S_{FC}(t)$  obtenu avec la Faraday Cup pour un couple  $V_{tgt}$ ,  $V_{FC}$  la quantité  $S_{ecran}(t) - S_{ecran}^{ref}(t)$  où  $S_{ecran}^{ref}(t)$  est le signal obtenu pour le couple  $V_{tgt} = 0$  V et  $V_{FC} \leq 0$  V. En résumé, afin d'extraire la contribution des électrons au signal Faraday Cup  $S_{FC}(t)$  et d'obtenir le signal associé aux électrons extraits  $S_{electron}(t)$  il est nécessaire d'effectuer l'opération suivante :

$$S_{electron}(t) = (S_{FC}(t) - S_{FC}^{ref}(t)) - (S_{ecran}(t) - S_{ecran}^{ref}(t)) \quad (4.1)$$

Une fois ces opérations réalisées nous obtenons les courbes corrigées de la figure 4.13, obtenues pour  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V avec  $V_{FC} = 0$  V.

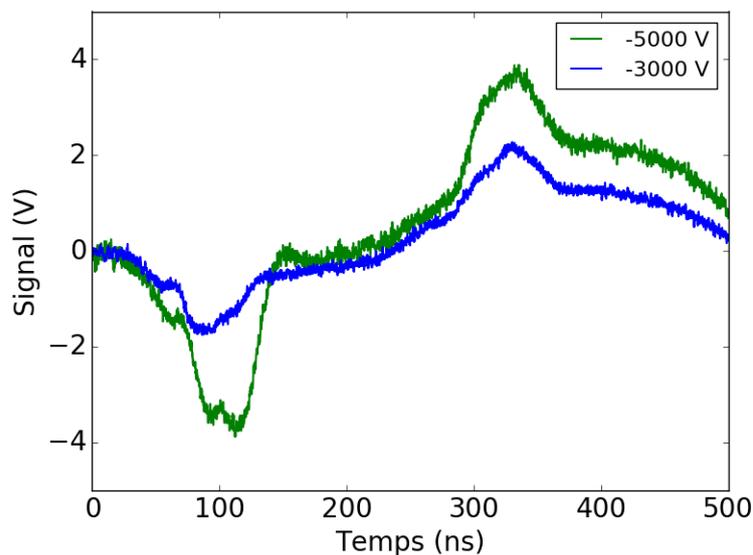


FIGURE 4.13 – Exemple de signal traité de la Faraday Cup collimatée avec un diaphragme de diamètre  $\phi=16$  mm pour une tension sur cible  $V_{tgt} = -5000$  V/ $-3000$  V et une tension sur la Faraday Cup  $V_{FC} = 0$  V.

On peut voir un pic de polarité négative sur les 130 premières ns, dont l'ampli-

tude croît avec la tension accélératrice  $V_{tgt}$  appliquée. Ce pic est suivi d'un autre pic de polarité positive à partir de 200 ns, qui correspond à une contribution résiduelle des ions positifs suite à la soustraction des signaux à  $V_{tgt} = 0$  V. Nous ne nous intéresserons pas à cette partie du signal par la suite. Ces signaux sont similaires à ceux présentés dans les travaux de Y. Sakai et al. [70] où des électrons sont extraits à l'aide d'un champ électrique d'un plasma produit par laser (voir chapitre 1, partie III.2.b). Dans le chapitre précédent nous avons vu que le plasma parcourait 5 cm (soit la distance cible-Faraday Cup) en environ 120-130 ns. Nous montrerons au prochain chapitre que les électrons détectés sur les 130 premières ns sont extraits de la face avant du plasma au cours de son expansion, comme prédit par les calculs de P. Crispel et al. [67] (voir chapitre 1, partie III.2.b).

## II.4 Nombre d'électrons extraits et détectés avec la Faraday Cup

### II.4.a Méthode de calcul

Pour calculer le nombre d'électrons extraits et détectés dans la Faraday Cup, le signal  $S_{electron}(t)$  (équation 4.1) est intégré numériquement par pas de 100 ps (pas de résolution de l'oscilloscope) sur une gamme en temps comprise entre 0 ns et l'instant d'arrivée des derniers électrons, 130 ns. Un décalage en tension, intrinsèque aux calibres utilisés au niveau de l'oscilloscope, décale le signal visualisé par rapport à 0 V. Ainsi il est nécessaire de soustraire à l'aire mesurée pour chaque configuration de  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$  l'aire associée à ce décalage. Le nombre d'électrons  $N_{e-}$  est ensuite obtenu en corrigeant l'aire  $A$  du signal  $S_{electron}(t)$ , de la transmission de la grille sur la face avant du détecteur qui vaut  $T = 37\%$  et du facteur  $g = 100$  associé aux atténuateurs placés à l'entrée de l'oscilloscope. Le nombre d'électrons extraits et détectés est donné par :

$$N_{e-} = \frac{A * g}{r * T * e} \quad (4.2)$$

avec  $r = 50 \Omega$  la résistance interne de l'oscilloscope et  $e$  la valeur de la charge électrique élémentaire.

On réalise une moyenne sur cinq acquisitions pour chaque configuration expérimentale (y compris les références) en déplaçant la cible de 1 mm après chaque tir laser. Cela permet de tenir compte des fluctuations tir à tir des signaux et de pouvoir associer à  $\overline{N_{e-}}$  une incertitude statistique  $\Delta N_{e-}$ . Celle-ci est déterminée en propageant de façon quadratique les incertitudes statistiques associées aux aires des différents signaux mesurés [87] :

$$\Delta N_{e-} = \frac{g}{r * T * e} * \sqrt{\sigma_{FC}^2 + \sigma_{FC}^{ref^2} + \sigma_{ecran}^2 + \sigma_{ecran}^{ref^2}} \quad (4.3)$$

où  $\sigma_{FC}$  est l'écart-type associé au calcul de la moyenne des intégrales  $A_i = \int_0^{130 \text{ ns}} S_{FC}^i(t) dt$  sur les cinq acquisitions :

$$\sigma_{FC} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 (A_i - \bar{A})^2}{4}} \quad (4.4)$$

avec  $\bar{A}$  l'aire moyenne. Les grandeurs  $\sigma_{FC}^{ref}$ ,  $\sigma_{ecran}$  et  $\sigma_{ecran}^{ref}$  sont calculées de la même manière pour les signaux de référence mesurés à  $V_{tgt} = 0$  V ( $S_{FC}^{ref}(t)$ ), les signaux avec un écran ( $S_{ecran}(t)$ ) et les références de ces signaux avec un écran ( $S_{ecran}^{ref}(t)$ ).

Pour les signaux à  $V_{tgt} = -3000$  V et  $V_{tgt} = -5000$  V présentés sur la figure 4.13, nous obtenons un nombre d'électrons extraits et détectés de :

$$V_{tgt} = -3000 \text{ V} : N_{e^-} = (3.4 \pm 0.3) \times 10^{12} \quad (4.5)$$

$$V_{tgt} = -5000 \text{ V} : N_{e^-} = (6.6 \pm 0.2) \times 10^{12} \quad (4.6)$$

pour le diaphragme  $\phi=16$  mm. La quantité d'électrons extraits augmente donc de manière significative (environ un facteur deux) lorsque le potentiel sur cible  $V_{tgt}$  passe de  $-3000$  à  $-5000$  V.

#### II.4.b Nombre total d'électrons extraits avec une Faraday Cup ouverte

Nous avons réalisé une mesure du nombre d'électrons détectés pour une Faraday Cup non diaphragmée, c'est à dire ouverte avec un diamètre  $\phi=56$  mm. Pour des tensions sur cible de  $V_{tgt} = -3000$  V et  $-5000$  V le nombre d'électrons détectés sur les 130 premières nanosecondes est de :

$$V_{tgt} = -3000 \text{ V} : N_{e^-} = (0.8 \pm 0.1) \times 10^{13} \quad (4.7)$$

$$V_{tgt} = -5000 \text{ V} : N_{e^-} = (2.2 \pm 0.1) \times 10^{13} \quad (4.8)$$

Afin de s'assurer que ces nombres d'électrons détectés sont bien égaux au nombre d'électrons extraits du plasma, nous avons mené une étude du régime de fonctionnement de la Faraday Cup. En effet, la formation de cathode virtuelle dans les Faraday Cups est un phénomène bien connu [83, 84] qui empêche la détection de tous les électrons.

#### II.4.c Validité de la mesure : étude XOOPIIC de la Faraday Cup

Si des électrons sont trop nombreux dans une région donnée de l'espace, le champ électrique qu'ils créent peut être suffisamment important pour repousser les électrons suivants : c'est un effet nommé "cathode virtuelle" [83, 84]. Des simulations XOOPIIC ont été réalisées afin d'identifier ce phénomène de façon qualitative.

Dans la simulation, la géométrie de la Faraday Cup est reproduite : le fond et la paroi latérale de la partie collectrice de la Faraday Cup (polarisée à 0 V) sont placés de telle sorte que le fond du détecteur soit à 5 cm du point d'entrée d'un faisceau d'électrons. Le faisceau d'électrons est de 4 keV et est diaphragmé dans

un trou de diamètre  $\phi=16$  mm placé à l'entrée de la Faraday Cup. Le pas de temps de calcul est fixé à 10 ps afin de respecter les conditions de bon fonctionnement du code tout en optimisant le temps de calcul (cf. Chapitre 2). Des simulations ont été réalisées pour des intensités comprises entre 1 et 30 A.

La figure 4.14 montre la position radiale des électrons ainsi que leur vitesse longitudinale en fonction de leur position longitudinale à l'intérieur de la Faraday Cup simulée, pour des intensités de 1 et 3 A. La position à 0 cm correspond à la face d'entrée de la Faraday Cup tandis que la position à 5 cm correspond à la face de cuivre placée au fond de la partie interne du détecteur. On remarque que le faisceau d'électrons s'élargit au fur et à mesure que ceux-ci pénètrent en profondeur dans la Faraday Cup. Cependant les électrons gardent une vitesse longitudinale positive et atteignent tous les parois internes de la Faraday Cup au bout des 3.5 ns que dure la simulation. On remarque néanmoins que les électrons présentent des positions radiales de plus en plus grandes quand l'intensité augmente. De plus on observe une phase de ralentissement sur les premiers centimètres : les électrons à l'avant du faisceau produisent un champ électrique répulsif qui ralentit les électrons suivants. On a une phase d'accélération au delà de quelques centimètres du fait des électrons à l'arrière du faisceau entrant dans la Faraday Cup et produisant un champ répulsif qui accélère les électrons à l'avant du faisceau.

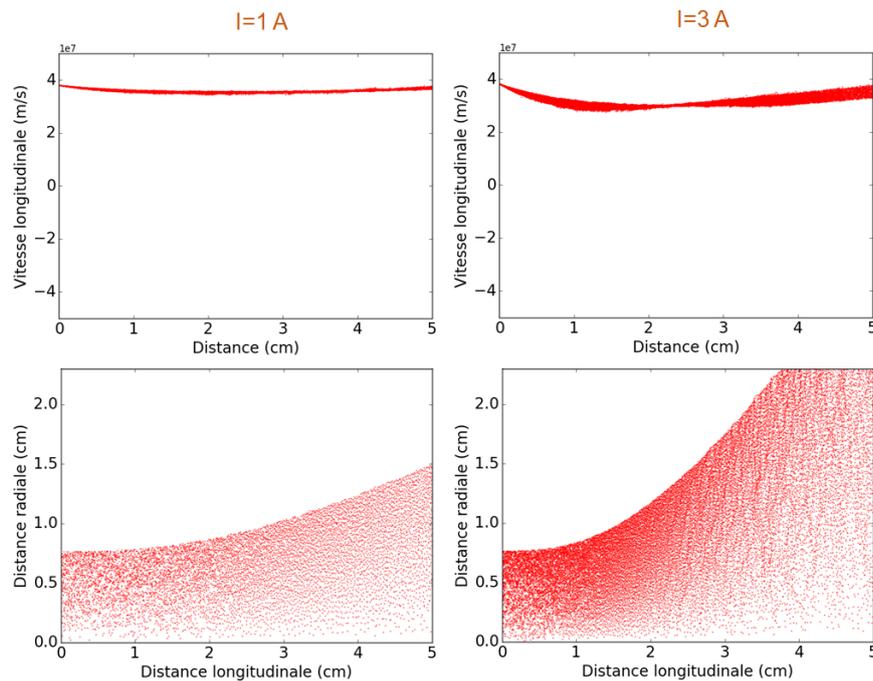


FIGURE 4.14 – Simulations XOOPIIC du faisceau d'électrons entrant dans la Faraday Cup pour des intensités de 1 A et 3 A. Dans chaque cas la distance radiale et la vitesse longitudinale sont représentées en fonction de la position longitudinale.

La figure 4.15 montre les mêmes grandeurs, pour une même durée de calcul mais pour des intensités plus élevées, égales à 10 A et 30 A. On voit que plus l'intensité augmente plus le faisceau d'électrons éclate et les électrons sont renvoyés

en arrière (la vitesse devient négative) sans atteindre la partie collectrice de la Faraday Cup. Ces effets de cathode virtuelle sont dus à l'importante répulsion électrostatique qui a lieu entre les électrons en amont et en aval au sein du faisceau. Les électrons en aval repoussent ceux derrière eux et font éclater le faisceau. L'ensemble des électrons n'est donc pas détecté à des intensités trop élevées.

L'amplitude du signal mesuré en sortie de la Faraday Cup à  $V_{tgt} = -5000$  V et présenté sur la figure 4.13 correspond à un courant d'une vingtaine d'Ampères, valeur bien plus élevée que celles des deux premières simulations XOOPIC pour lesquelles il n'y a pas d'effet de cathode virtuelle. Diaphragmer la Faraday Cup pour se prémunir des effets de cathode virtuelle afin de détecter l'ensemble des électrons extraits du plasma paraît donc indispensable.

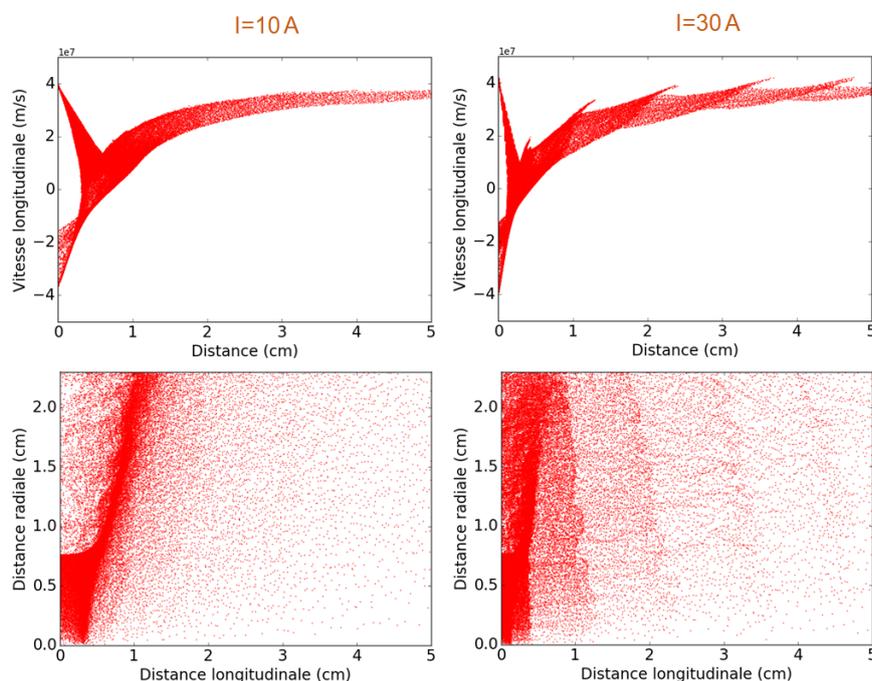


FIGURE 4.15 – Simulations XOOPIC du faisceau d'électrons entrant dans la Faraday Cup pour des intensités de 10 A et 30 A. Dans chaque cas la position radiale et la vitesse longitudinale sont représentées en fonction de la position longitudinale.

#### II.4.d Nombre total d'électrons extraits avec une Faraday Cup diaphragmée en anneaux

Afin de connaître le nombre total d'électrons extraits du plasma à chaque tir laser et arrivant sur l'ensemble de la surface d'entrée de la Faraday Cup de diamètre  $\phi=56$  mm nous allons utiliser un système d'anneaux concentriques, comme illustré sur la photo de la figure 4.16. Nous faisons des mesures pour six anneaux de rayons moyens différents mais d'aires à peu près équivalentes, et dont la superposition correspond à la surface d'entrée de la Faraday Cup ouverte. Le tableau 4.1 récapitule les rayons moyens  $\bar{R} = \frac{r+R}{2}$  des anneaux utilisés, avec  $r$  le rayon interne et  $R$  le rayon externe, ainsi que l'aire d'ouverture correspondante.

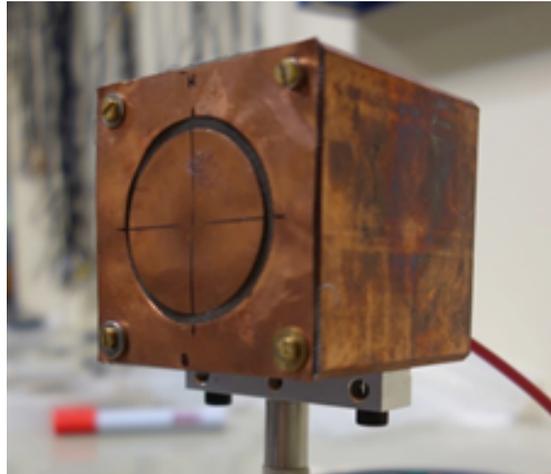


FIGURE 4.16 – Photographie de la Faraday Cup diaphragmée suivant un anneau.

$r$ (mm)	$R$ (mm)	$\bar{R}$ (mm)	Surface ouverte (mm <sup>2</sup> )
0	8	4	201
8	12	10	251
12	17	14.5	456
17	22	19.5	613
22	25	23.5	443
25	28	26.5	500

TABLE 4.1 – Paramètres des anneaux utilisés pour diaphragmer la Faraday Cup.

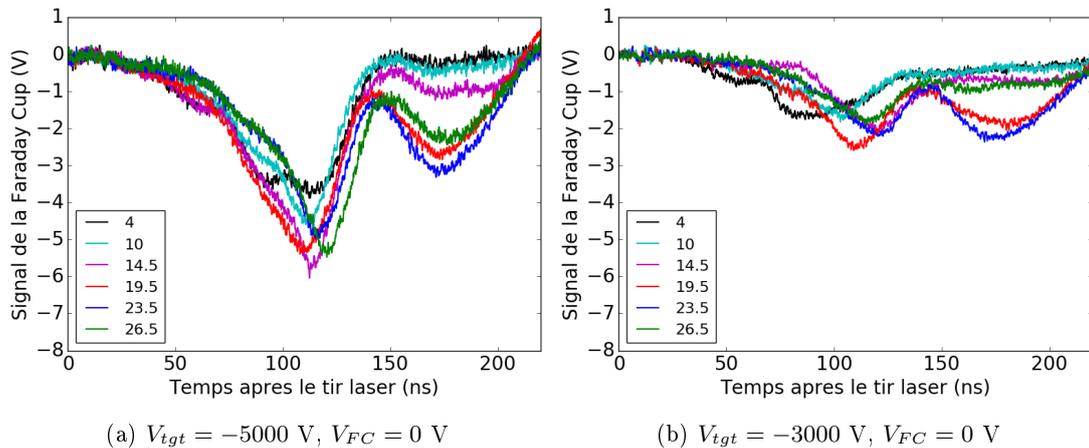


FIGURE 4.17 – Présentation des signaux mesurés pour les différents anneaux de rayon moyen  $\bar{R}$ .

La figure 4.17 présente les signaux obtenus pour chaque diaphragme, pour  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V, corrigés des contributions des signaux de référence ( $V_{tgt} = 0$  V) et de la Faraday Cup occultée. Ces signaux présentent deux contributions négatives dans les 230 ns qui suivent le tir laser ( $t = 0$ ). L'amplitude de la première est comparable entre les différents diaphragmes, tandis que la se-

conde, comprise entre 150 et 230 ns, dépend fortement du rayon moyen  $\bar{R}$  du diaphragme. Ce deuxième pic a une origine différente de celle des électrons du premier pic, dont les temps d'arrivée sont compatibles avec une extraction du plasma en expansion présenté dans le chapitre 3. Après 130 ns, le plasma remplit l'espace entre la cible (cathode) et la face avant de la Faraday Cup (anode). D'après la figure 4.2, le condensateur assurant la stabilisation en tension pourrait alors être court-circuité et il se déchargerait via un transfert d'électrons à travers le plasma. Cette hypothèse sera confirmée lors d'une étude dédiée présentée dans la partie V.2.

Les signaux résultants de la sommation des signaux de tous les anneaux sont présentés sur la figure 4.18. Le condensateur de stabilisation de la tension cible a ici une capacité  $C = 70$  nF. Deux régions sont représentées selon que le plasma occupe partiellement (Région I) ou totalement (Région II) l'espace compris entre la cible et l'anode. Le premier pic (partie I de la figure), associé à l'extraction d'électrons lors de la détente du plasma, présente une amplitude maximale de 10 V et 22 V pour  $V_{tgt}$  égal à  $-3000$  et  $-5000$  V respectivement. Les amplitudes maximales correspondent à des courants maximaux d'environ 60 A et 130 A. Les nombres d'électrons extraits et détectés entre 0 et 130 ns sont respectivement de :

$$V_{tgt} = -3000 \text{ V} : N_{e^-} = (1.7 \pm 0.1) \times 10^{13} \quad (4.9)$$

$$V_{tgt} = -5000 \text{ V} : N_{e^-} = (3.5 \pm 0.1) \times 10^{13} \quad (4.10)$$

On constate que ces valeurs sont environ deux fois plus élevées que celles obtenues avec  $\phi = 56$  mm ouvert, signant le fait qu'une cathode virtuelle est probablement formée dans cette configuration. Ainsi, environ 1 % des  $2.1 \times 10^{15}$  électrons du plasma semble être extrait et collecté sur la face avant de la Faraday Cup avec une tension de polarisation de  $-5000$  V.

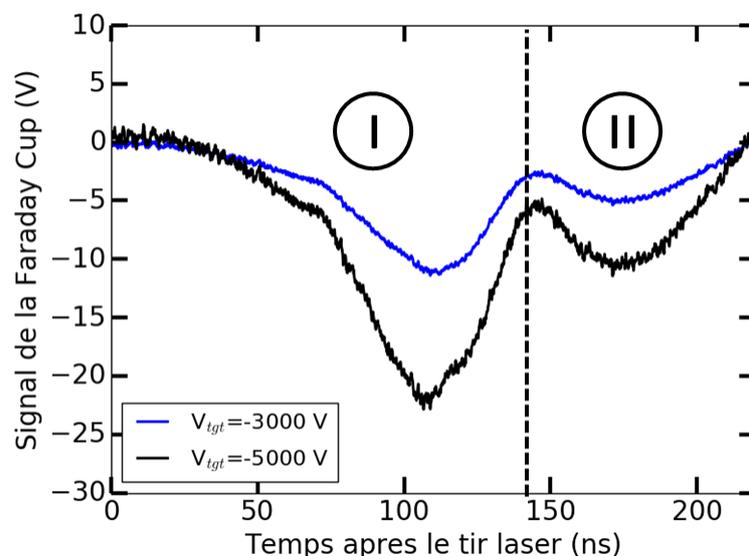


FIGURE 4.18 – Signaux sommés sur tous les diaphragmes pour  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V et  $V_{FC} = 0$  V. Deux régions sont représentées selon que le plasma occupe partiellement (région I) ou totalement (région II) l'espace compris entre la cible et l'anode.

Pour vérifier que le détecteur a été suffisamment diaphragmé durant l'utilisation des 6 anneaux concentriques pour mesurer les électrons de la composante (I), nous utilisons un système de diaphragmes en "sous-anneaux" comme présenté sur la figure 4.19. Pour l'anneau de diamètre extérieur  $\phi = 2R = 50$  mm et de diamètre intérieur  $\phi = 2r = 44$  mm nous utilisons trois sous-anneaux disposés successivement tels que le rayon intérieur de l'anneau passe de  $r$  à  $r + (R - r)/3$  puis  $r + 2(R - r)/3$ . Ainsi nous allons vérifier que la somme du nombre d'électrons détectés avec les trois sous-anneaux est égale au nombre d'électrons détectés avec l'anneau correspondant.

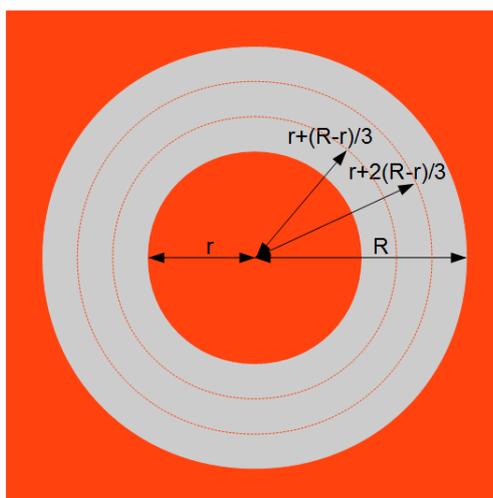


FIGURE 4.19 – Schéma de la face avant de la Faraday Cup diaphragmée progressivement à l'aide des "sous-anneaux" pour un rayon extérieur de l'anneau  $R$ . Les 3 sous anneaux utilisés ont un rayon interne  $r$ ,  $r + (R - r)/3$  et  $r + 2(R - r)/3$ .

Par exemple pour l'anneau de diamètre extérieur  $2R = 50$  mm et de diamètre intérieur  $2r = 44$  mm, pour des tensions sur cible de  $V_{tgt} = -3000$  V et  $-5000$  V le nombre d'électrons détectés entre 0 et 130 ns (partie I de la figure 4.18) est présenté dans le tableau 4.2. Le nombre d'électrons détectés dans l'anneau entier est égal à celui issu de la somme des trois sous-anneaux complémentaires de diamètres intérieurs-externes 44-46 mm, 46-48 mm et 48-50 mm dans la limite des barres d'erreur. Cela signe le bon fonctionnement de la Faraday Cup dans cette gamme de temps lorsque celle-ci est diaphragmée.

	Nombre d'électrons à $-3000$ V	Nombre d'électrons à $-5000$ V
44-46 mm	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{12}$	$(1.7 \pm 0.1) \times 10^{12}$
46-48 mm	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{12}$	$(2.0 \pm 0.1) \times 10^{12}$
48-50 mm	$(0.9 \pm 0.1) \times 10^{12}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{12}$
Somme des sous-anneaux	$(3.1 \pm 0.3) \times 10^{12}$	$(5.0 \pm 0.2) \times 10^{12}$
44-50 mm	$(3.2 \pm 0.1) \times 10^{12}$	$(4.6 \pm 0.2) \times 10^{12}$

TABLE 4.2 – Nombre d'électrons détectés entre 0 et 130 ns (région I) pour des sous-anneaux de diamètres internes et externes de 44-46 mm, 46-48 mm et 48-50 mm, pour la somme de ces sous-anneaux et pour l'anneau de diamètres internes et externes 44-50 mm.

Le tableau 4.3 montre le même travail pour les électrons détectés entre 140 et

200 ns (partie II de la figure 4.18). On voit que pour les deux tensions cible le nombre d'électrons détectés via l'anneau 44-50 mm est très nettement inférieur à celui issu de la somme des trois sous-anneaux complémentaires de diamètres intérieurs-extérieurs 44-46 mm, 46-48 mm et 48-50 mm. De plus le nombre d'électrons détectés est sensiblement le même pour  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V, ce qui signe une saturation de la Faraday Cup. On obtient à ces instants une valeur minorante du nombre d'électrons et la Faraday Cup n'est donc plus adaptée. Les électrons détectés dans ce pic se comportent donc manifestement très différemment de ceux dans la région I. Ils font l'objet d'une étude dédiée, décrite dans la partie V.2.

	Nombre d'électrons à $-3000$ V	Nombre d'électrons à $-5000$ V
44-46 mm	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^{12}$	$(2.1 \pm 0.1) \times 10^{12}$
46-48 mm	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{12}$	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{12}$
48-50 mm	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{12}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{12}$
Somme des sous-anneaux	$(4.6 \pm 0.3) \times 10^{12}$	$(4.6 \pm 0.3) \times 10^{12}$
44-50 mm	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^{12}$	$(2.4 \pm 0.2) \times 10^{12}$

TABLE 4.3 – Nombre d'électrons détectés entre 140 et 200 ns (région II) pour des sous-anneaux de diamètres internes et externes de 44-46 mm, 46-48 mm et 48-50 mm, pour la somme de ces sous-anneaux et pour l'anneau de diamètres internes et externes 44-50 mm.

### III Mesure de l'évolution du potentiel d'extraction

La dépendance du nombre d'électrons détectés dans la composante (I) en fonction de la valeur du potentiel sur la cible montre l'importance de ce dernier dans le phénomène d'extraction. La création d'un plasma au voisinage de ce fort potentiel négatif laisse penser qu'une partie des ions du plasma est attirée par la cible, modifiant ainsi son potentiel au cours de l'expansion du plasma de la cible vers la Faraday Cup. Il paraît donc utile de mesurer et maîtriser la tension appliquée sur la cible afin de comprendre et améliorer le processus d'extraction des électrons du plasma.

#### III.1 Présentation du diviseur de tension

La mesure de l'évolution du potentiel de la cible au cours du temps se fait par l'intermédiaire d'un diviseur de tension comme représenté sur la figure 4.2. Son principe est illustré par le schéma de la figure 4.20. En effet l'oscilloscope ne peut pas recevoir de signaux dont l'amplitude dépasse quelques dizaines de Volts sous peine de détériorer la carte d'acquisition. Le diviseur de tension est alors nécessaire afin d'atténuer le potentiel de la tension cible qui s'élève à plusieurs milliers de Volts.

Sur le schéma de la figure 4.20 on voit que le diviseur de tension comporte deux ponts diviseurs, un capacitif empêchant le débit du courant de l'alimentation en régime continu et un résistif, placés en série. Ce dispositif permet de mesurer des variations de tension, la composante continue étant coupée par le

condensateur de capacité  $C_1$ . Si l'impédance aux bornes du condensateur de capacité  $C_2$  est petite devant celle des conducteurs ohmiques de résistances  $R_1$  et  $R_2$  alors les composantes variables des tensions  $U$  et  $V_{oscillo}$  sont déterminées par les expressions :

$$U = V_{tgt} \times \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad V_{oscillo} = U \times \frac{R_2}{(R_1 + R_2)} \quad (4.11)$$

Dans notre cas on a les valeurs suivantes de capacités et de résistances :  $C_1 = 100$  pF,  $C_2 = 1$  nF,  $R_1 = 500$   $\Omega$  et  $R_2 = 50$   $\Omega$ . La résistance  $R_2$  correspond à l'impédance d'entrée de l'oscilloscope. Le condensateur de capacité  $C_1$  est soumis à la tension  $V_{tgt}(t)$  et est choisi de manière à tenir à une différence de potentiel de 70 kV à ses bornes. Dans le domaine d'impédance pour lequel les relations (4.11) sont valables, le potentiel de la cible est donc divisé d'un facteur d'environ  $11 \times 11 = 121$  à l'entrée de l'oscilloscope.

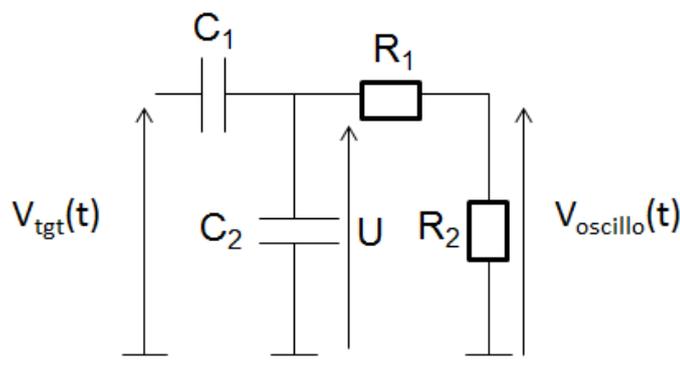


FIGURE 4.20 – Schéma électrique du diviseur de tension permettant la mesure du potentiel de la cible.

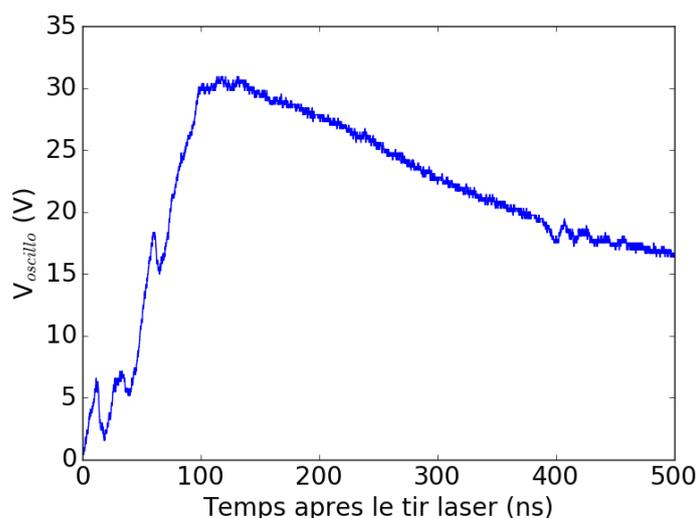


FIGURE 4.21 – Signal du diviseur de tension visualisé en fonction du temps à l'oscilloscope pour un tir sur une cible polarisée à  $V_{tgt} = -5000$  V.

La figure 4.21 représente le signal  $V_{oscillo}(t)$  en fonction du temps pour une tension sur cible  $V_{tgt} = -5000$  V et une valeur de la capacité du condensateur du Té de polarisation (figure 4.2)  $C = 2.2$  nF. A l'instant initial de l'interaction laser-cible on voit que  $V_{oscillo}(t) = 0$  V car la composante continue de la tension cible est coupée, puis  $V_{oscillo}(t)$  augmente sur un temps caractéristique d'environ 100 ns :  $|V_{tgt}|$  se rapproche donc de 0 V et le condensateur de stabilisation de capacité  $C$  se décharge. Ce temps caractéristique correspond à une fréquence  $f$  de l'ordre de  $f = \frac{0.3}{100 \times 10^{-9}} = 3$  MHz. Or  $\frac{1}{2\pi C_2 f}$  est de l'ordre de quelques dizaines d'Ohms ce qui est très inférieur à  $R_1 + R_2 = 550 \Omega$ , le facteur d'amplification de 1/121 peut donc être globalement appliqué et on voit que la tension cible chute d'au moins 3000 V en environ 100 ns.

Pour reconstruire plus proprement la tension  $|V_{tgt}|$  sur toute la durée d'expansion du plasma de la cible vers la Faraday Cup nous allons ramener le diviseur de tension au quadrupôle électrique représenté sur la figure 4.22 où la tension de sortie est  $V_{oscillo}(t)$ , la tension d'entrée est  $V_{tgt}(t)$  et la fonction de transfert  $h(t)$ . Celle-ci est définie comme la réponse du système à une impulsion en tension  $V_{tgt}(t)$  de type Dirac à l'instant  $t = 0$  [106].

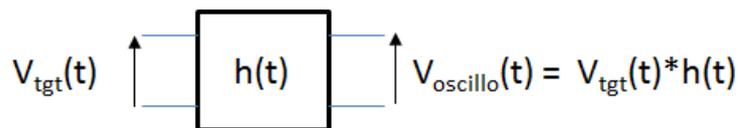


FIGURE 4.22 – Quadrupôle électrique équivalent au diviseur de tension.

Pour une variation non impulsionnelle de la tension sur cible, la tension visualisée à l'oscilloscope correspond au produit de convolution entre le signal de la tension cible et la fonction de transfert du quadrupôle :

$$V_{oscillo}(t) = V_{tgt}(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_{tgt}(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau \quad (4.12)$$

Un produit de déconvolution permet de reconstruire la fonction  $V_{tgt}(t)$  connaissant  $h(t)$  et  $V_{oscillo}(t)$ . Ce problème inverse est traité en passant par la description fréquentielle du problème à l'aide d'une transformée de Fourier. En effet la transformée de Fourier d'un produit de convolution est le produit des transformées de Fourier, ce qui nous donne la relation suivante :

$$\underline{V_{oscillo}(\omega)} = \underline{V_{tgt}(\omega)} \cdot \underline{H(\omega)} \quad (4.13)$$

où  $\underline{V_{oscillo}(\omega)}$  est la transformée de Fourier de  $V_{oscillo}(t)$ . De cette façon, connaître la fonction de transfert dans le domaine fréquentiel  $H(\omega)$  permet de retrouver le signal de la cible à partir de celui observé à l'oscilloscope. On appelle cela un problème "inverse" dont le principe est illustré sur la figure 4.23.

Une fois la transformée de Fourier de  $V_{oscillo}(t)$  réalisée, la division par la fonction de transfert  $\underline{H(\omega)}$  donne la tension cible dans le domaine fréquentiel. En calculant la transformée inverse de  $\underline{V_{tgt}(\omega)}$ , on obtient la tension sur cible dans le domaine temporel  $V_{tgt}(t)$ . Cette démarche demande au préalable de connaître la

fonction de transfert  $\underline{H}(\omega)$ . Une résolution analytique et une mesure directe de la fonction de transfert sont présentées dans les parties suivantes.

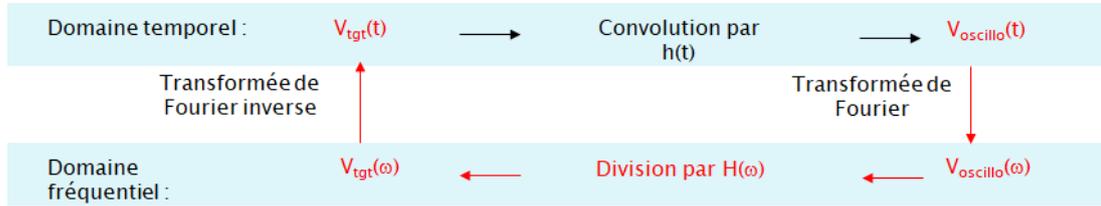


FIGURE 4.23 – Schéma de principe du problème inverse pour la mesure du potentiel de la cible dans le domaine temporel.

### III.2 Calcul de la fonction de transfert

L'expression analytique de la fonction de transfert  $\underline{H}(\omega)$  peut être déduite à partir de la figure 4.20. D'après le théorème de Thévenin [107], le circuit électrique peut être représenté de manière équivalente à l'aide d'un générateur de tension délivrant une tension  $\underline{e}_{Thev}$  et d'impédance équivalente  $\underline{Z}_{Thev}$  comme sur la figure 4.24.

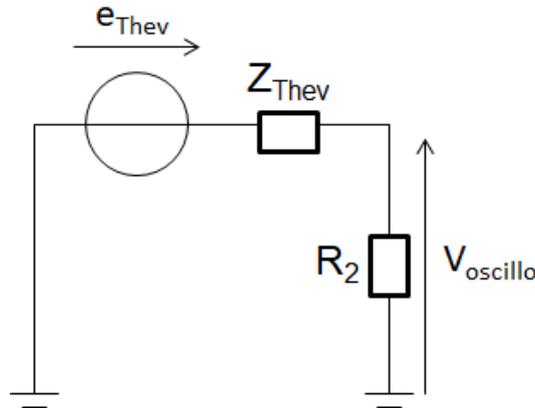


FIGURE 4.24 – Schéma du circuit équivalent à celui de la figure 4.20 d'après le théorème de Thévenin.  $\underline{e}_{Thev}$  est la tension délivrée par le générateur de tension équivalent au circuit et  $\underline{Z}_{Thev}$  l'impédance équivalente.

En appliquant le théorème de Thévenin [107] au quadripôle de la figure 4.20 on montre que pour une tension  $V_{tgt}$  sinusoïdale de pulsation  $\omega$  on a :  $\underline{V}_{tgt} = V_{tgt}^0 \exp(j\omega t)$  et on trouve l'expression de la tension équivalente  $\underline{e}_{Thev}$  telle que :

$$\underline{e}_{Thev} = \frac{\frac{j}{C_2\omega}}{\frac{j}{C_1\omega} + \frac{j}{C_2\omega}} V_{tgt} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_{tgt}^0 \exp(j\omega t) \quad (4.14)$$

et :

$$\underline{Z}_{Thev} = R_1 + \frac{1}{j(C_1 + C_2)\omega} \quad (4.15)$$

En prenant en compte la résistance interne de l'oscilloscope  $R_2$  on peut en déduire une expression de  $V_{oscillo}$  en fonction de  $V_{tgt}$  :

$$\underline{V_{oscillo}} = \frac{e_{Thev}}{R_2 + \underline{Z_{Thev}}} \frac{R_2}{C_1 + C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \times \left( \frac{R_2}{R_2 + R_1 + \frac{1}{j(C_1 + C_2)\omega}} \right) \times \underline{V_{tgt}} \quad (4.16)$$

Et donc l'expression de la fonction de transfert  $\underline{H(\omega)}$  :

$$\underline{H(\omega)} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \times \left[ \frac{R_2}{R_2 + R_1 + \frac{1}{j(C_1 + C_2)\omega}} \right] \quad (4.17)$$

Compte tenu des valeurs des résistances et des capacités on retrouve le gain de 1/121 de ce diviseur de tension capacitif avec un déphasage nul pour des fréquences de signaux supérieures à 2 MHz.

### III.3 Mesure de la fonction de transfert

Afin de confirmer les résultats du calcul analytique de la fonction de transfert, celle-ci est mesurée pour différentes fréquences de signal en se plaçant dans le cadre de l'approximation des régimes quasi-stationnaires (longueur d'onde des signaux très grande par rapport à la longueur des câbles du quadrupôle). Pour cela, à l'aide d'un générateur de signaux on applique une tension sinusoïdale de fréquence donnée à l'entrée du diviseur de tension et on visualise le signal en sortie à l'aide d'un oscilloscope. Le rapport d'amplitude du signal de sortie sur celui d'entrée nous donne le module  $H_0$  de  $\underline{H(\omega)}$ . Le déphasage entre ces deux signaux nous donne quant à lui la phase de la fonction de transfert complexe. Le diagramme de Bode de la fonction de transfert représente le module et la phase en fonction des différentes fréquences pour lesquelles nous avons effectué l'opération. Ce diagramme est tracé sur la figure 4.25 pour les fonctions de transferts analytique (en rouge) et expérimentale (en bleu) pour des fréquences comprises entre 100 kHz et 30 MHz. Il est difficile de faire des mesures à des fréquences supérieures en raison des longueurs de câble nécessaires au branchement du circuit, l'approximation des régimes quasi-stationnaires n'étant plus respectée. Afin de pouvoir utiliser la fonction de transfert expérimentale pour n'importe quelle fréquence dans le domaine étudié nous la linéarisons entre chaque point de la courbe bleue sur le diagramme de Bode.

Le gain et la phase mesurés du diviseur sont en accord avec la fonction de transfert analytique pour des fréquences à partir de quelques centaines de kHz et jusqu'à environ 3 MHz. Au delà de 2 MHz, les données expérimentales présentent un déphasage négatif signant des effets inductifs dans le circuit électrique à haute fréquence.

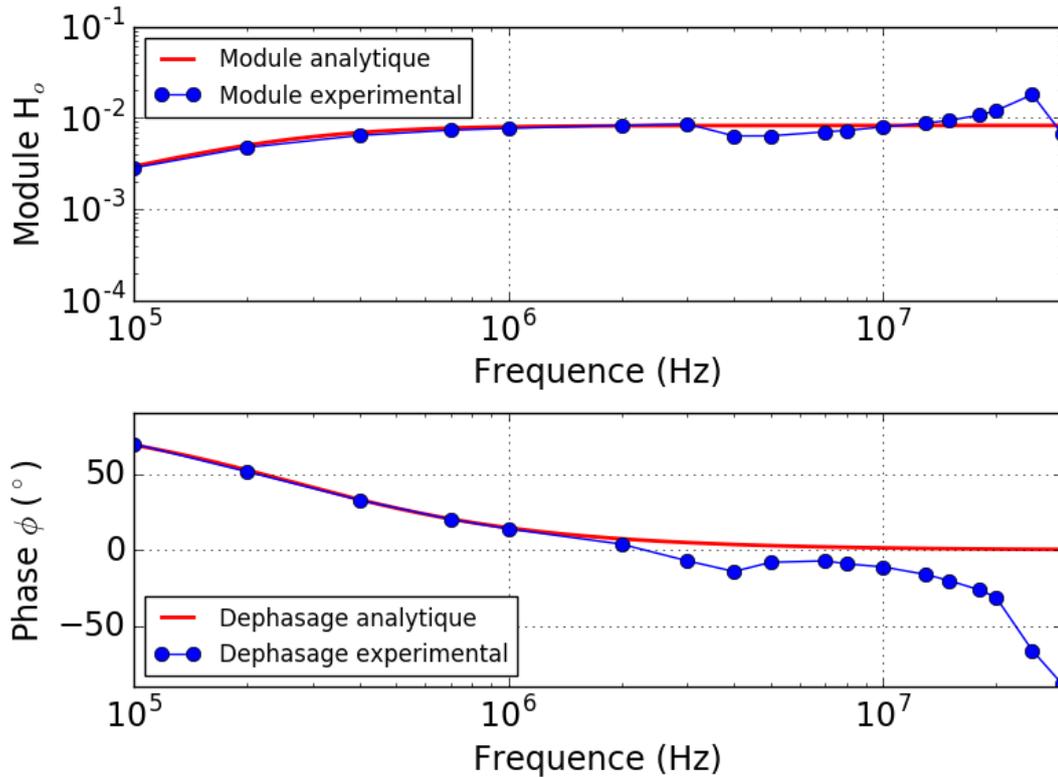


FIGURE 4.25 – Diagramme de Bode des fonctions de transferts  $H(\omega)$  analytiques et expérimentales du diviseur de tension.

### III.4 Validation du fonctionnement du diviseur de tension et visualisation du potentiel sur cible

Afin de déterminer s'il est plus pertinent d'utiliser la fonction de transfert analytique ou mesurée pour déterminer les variations de  $V_{tgt}$  à partir de la tension mesurée  $V_{oscillo}$ , nous appliquons à l'entrée du diviseur de tension un signal connu dont les variations temporelles sont caractéristiques de celles attendues pour  $V_{tgt}$ . Ce signal est présenté en rouge sur la figure 4.26. En sortie du diviseur nous obtenons le signal représenté en bleu, dont l'amplitude a été multipliée par 121 pour pouvoir le comparer aux autres. Ce signal est déformé par rapport au signal d'entrée et doit être corrigé de la fonction de transfert. En vert est représenté le signal d'entrée reconstruit via la méthode du problème inverse en utilisant la fonction de transfert déterminée expérimentalement. La transformée de Fourier du problème inverse s'appuie sur un fondamental de fréquence 1 MHz avec 30 harmoniques. Dans ces conditions, d'après le critère de Shannon, on peut reconstruire des signaux de durées caractéristiques  $\Delta t$  comprises entre 16 et 500 ns. On remarque que l'amplitude et la forme du signal reconstruit sont semblables à celles du signal d'entrée, les deux signaux étant quasiment superposés sur les échelles de temps souhaitées. Le diviseur de tension est donc tout à fait adapté à l'étude de l'évolution temporelle du potentiel de la cible sur des temps caractéristiques de l'ordre de la centaine de ns et la correction basée sur la fonction de

transfert mesurée fonctionne bien.

La figure 4.27 représente la même expérience mais ici le signal en vert représente le signal d'entrée reconstruit en utilisant la fonction de transfert déterminée analytiquement. Des distorsions importantes sont visibles entre les courbes rouge et bleue, la fonction de transfert calculée est donc moins représentative du comportement du diviseur de tension que celle mesurée. La différence de phase entre les valeurs expérimentales et le calcul analytique de la fonction de transfert au delà de 2 MHz doit être à l'origine de cette différence. Nous choisisons donc la fonction de transfert expérimentale pour reconstruire l'évolution du potentiel de la cible par la suite.

Finalement, la figure 4.28 présente l'évolution de la tension cible fixée initialement à  $V_{tgt} = -5000$  V sur 130 ns après le tir laser. L'acquisition est effectuée avec une période d'échantillonnage de  $\delta t = 100$  ps et avec 10 000 points. La composante continue a été supprimée par le diviseur de tension et nous rajoutons dans l'algorithme de traitement du signal la valeur du potentiel constant de la cible avant le tir laser. La courbe est construite en faisant une moyenne et un écart-type sur 5 tirs laser. On remarque que le potentiel de la cible chute de manière importante dès l'instant d'impact laser lorsque le condensateur de stabilisation  $C$  (figure 4.2) est de 2.2 nF. Au bout de 100 ns, la valeur absolue de ce potentiel est passée de sa valeur initiale de 5000 V à 1500 V.

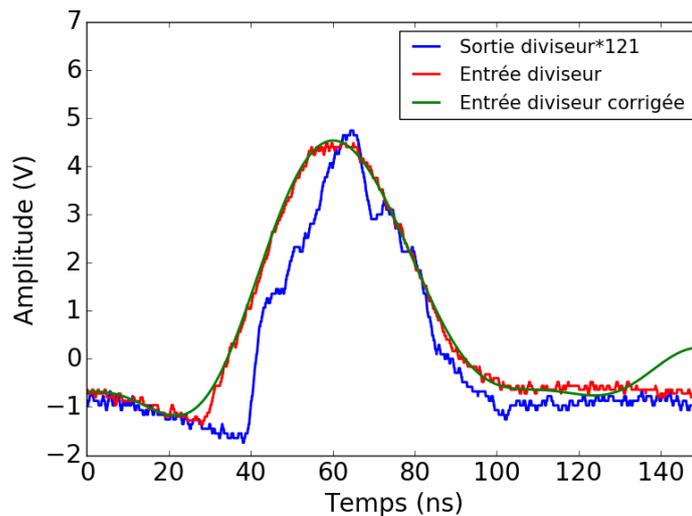


FIGURE 4.26 – Validation du comportement du diviseur de tension à l'aide d'un signal de caractéristiques connues fourni par un générateur d'impulsions. Dans cette étude la fonction de transfert expérimentale est utilisée.

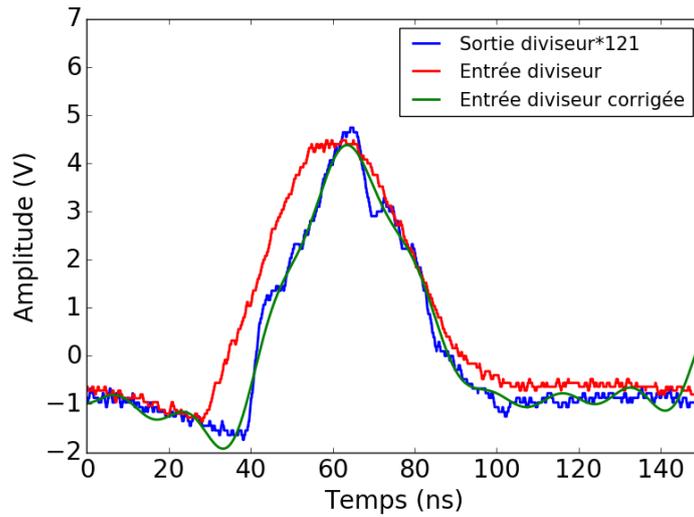


FIGURE 4.27 – Validation du comportement du diviseur de tension à l'aide d'un signal de caractéristiques connues fourni par un générateur d'impulsions. Dans cette étude la fonction de transfert analytique est utilisée.

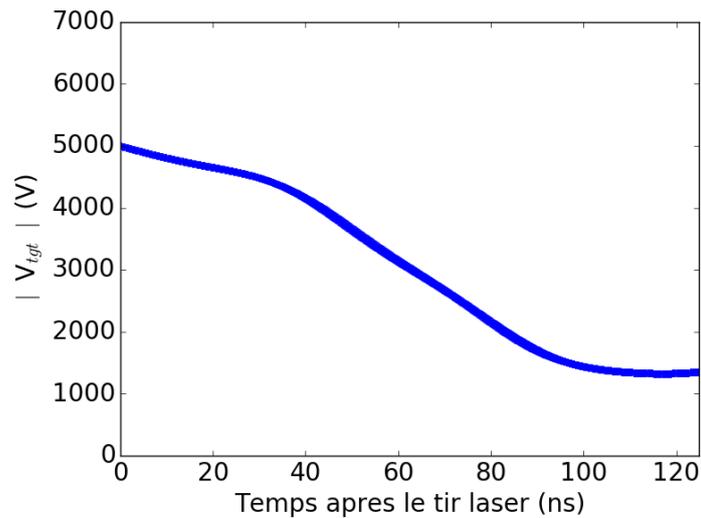


FIGURE 4.28 – Evolution du potentiel sur cible en fonction du temps pour  $C=2.2$  nF.

## IV Optimisation du nombre d'électrons extraits

Le potentiel de la cible chute très rapidement, dans les 100 ns qui suivent le tir laser. C'est problématique car, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'extraction des électrons s'effectue sur une durée de 120-130 ns. Cette chute de tension est probablement provoquée par l'afflux d'ions (chargés positivement) attirés vers la cible du fait de sa polarisation. Dans cette partie nous présenterons le travail réalisé pour stabiliser la tension de la cible. Pour cela, l'idée est d'augmenter la valeur de la capacité  $C$  du condensateur placé en parallèle avec la cible

dans le Té de polarisation comme le montre la figure 4.2. La quantité d'électrons stockés dans le condensateur étant plus grande, celle-ci pourrait compenser la modification de charge de la cible due à l'afflux d'ions au moment du tir laser.

Nous allons réaliser une étude systématique sur la valeur de la capacité  $C$  du condensateur afin de voir son impact sur le profil de la tension appliquée sur la cible au cours du temps. Initialement, la valeur de la capacité est de  $C = 2,2$  nF, nous allons augmenter cette valeur progressivement jusqu'à atteindre 100 nF. Pour faire cela nous soudons en parallèle plusieurs condensateurs de 10 nF sur un circuit imprimé, lui même étant relié à la cible.

Les courbes de la figure 4.29 présentent l'évolution de  $V_{tgt}(t)$  en fonction du temps après le tir laser, pour des valeurs de  $C$  allant de 2.2 à 100 nF. Elles sont obtenues en faisant une moyenne et un écart-type des courbes de  $V_{tgt}(t)$  obtenues sur 5 tirs lasers. A mesure qu'on augmente la valeur de la capacité  $C$  la tension chute de plus en plus tard après le tir laser. Ainsi, à 100 nF le potentiel initial de  $-5000$  V est maintenu pendant plus de 90 ns. Cependant il nous est impossible de mettre une capacité plus élevée car l'alimentation haute tension débite le courant maximal sur une durée trop longue pour recharger le condensateur après le tir laser et se verrouille par sécurité.

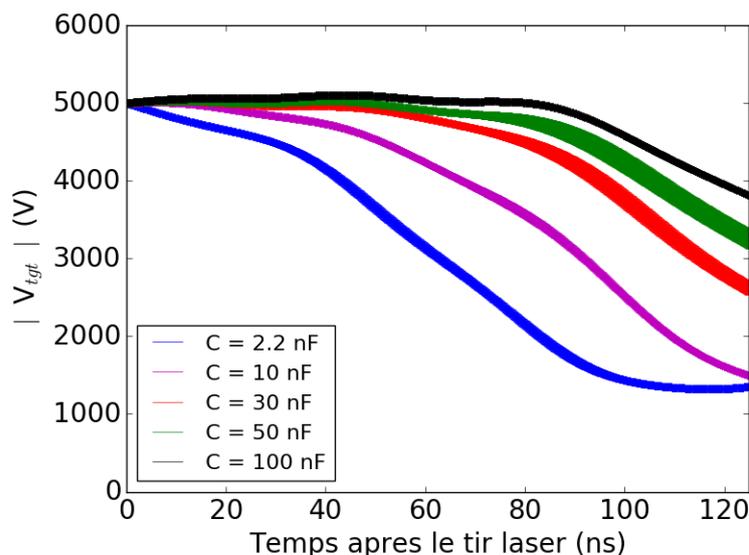


FIGURE 4.29 – Potentiel sur cible en fonction du temps pour différentes valeurs de capacité  $C$  du condensateur du Té de polarisation.

La figure 3.27 du chapitre précédent montre que 90 ns après le tir laser au moins 80 % de l'espace compris entre la cible et la face avant de la Faraday Cup est rempli par le plasma d'aluminium. Dans cette configuration le condensateur de stabilisation est court-circuité et il est normal qu'il se décharge, conduisant à une baisse rapide de la tension cible. Par ailleurs, entre 90 et 125 ns la tension cible chute de 2000 V en valeur absolue (pour  $V_{tgt} = -5000$  V) ce qui correspond à une quantité de charges de  $4 \times 10^{14}$  électrons pour  $C = 50$  nF. Ce nombre est beaucoup plus important que celui mesuré par la Faraday Cup et fera l'objet

d'une étude plus détaillée par la suite.

En parallèle de la mesure de la tension sur la cible nous avons mesuré pour chaque valeur de  $C$  le signal "électron" de la Faraday Cup observé à l'oscilloscope avec  $V_{FC} = 0$  V. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, on en déduit ensuite le nombre d'électrons extraits en intégrant ce signal. La figure 4.30 représente ainsi le nombre d'électrons extraits en fonction de la valeur de la capacité du condensateur de stabilisation pour une tension cible  $V_{tgt} = -5000$  V. Les mesures réalisées ici sont antérieures à celles montrées précédemment pour mesurer le nombre total d'électrons avec l'aide de différents diaphragmes complémentaires en forme d'anneaux. Ces mesures sont obtenues pour une Faraday Cup ouverte sur un diamètre  $\phi=44$  mm, ce qui entraîne une sous évaluation du nombre d'électrons détectés du fait de la cathode virtuelle. Il faut donc privilégier ici l'aspect qualitatif de cette courbe.

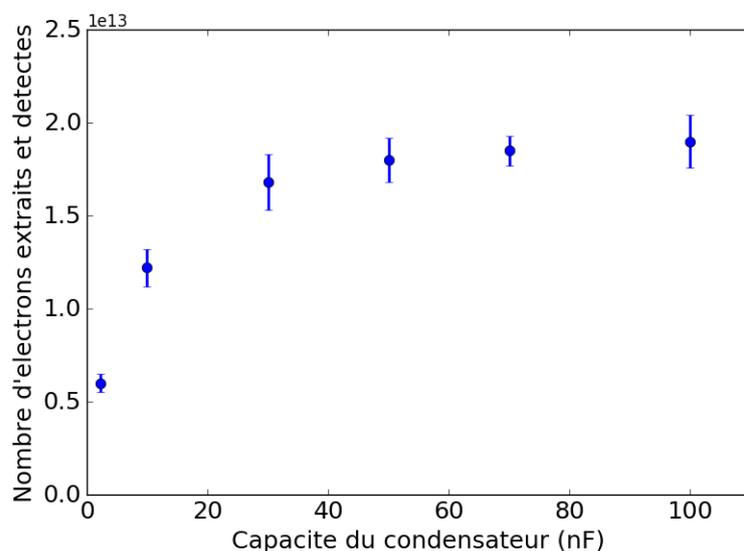


FIGURE 4.30 – Nombre d'électrons extraits et détectés dans la Faraday Cup ouverte sur un diamètre de  $\phi=44$  mm en fonction de la valeur de la capacité  $C$  du condensateur du Té de polarisation pour une tension cible  $V_{tgt} = -5000$  V.

Le nombre d'électrons extraits augmente avec la capacité du condensateur et atteint une valeur asymptotique autour de  $2.10^{13}$  électrons au-delà de  $C = 50$  nF et pour une tension sur cible de  $V_{tgt} = -5000$  V. Cette étude systématique nous montre qu'il y a une forte corrélation entre l'évolution temporelle de la tension cible et le nombre d'électrons extraits et détectés sur un temps de 130 ns. On montre parallèlement qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter encore la valeur de la capacité et que le potentiel sur la cible est suffisamment bien stabilisé sur près de 90 ns. Pour des raisons pratiques, notamment pour ne pas endommager l'alimentation haute tension, nous fixerons dorénavant la valeur de  $C$  à 70 nF.

## V Dépendance du nombre d'électrons avec le potentiel de la cible

### V.1 Etude de la composante I ( $t < 130$ ns)

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'évolution du nombre d'électrons extraits du plasma sur les 130 ns après le tir laser et détectés avec la Faraday Cup en fonction du potentiel  $V_{tgt}$  appliqué sur la cible. Nous appliquons un potentiel  $V_{FC} = -500$  V sur la Faraday Cup, ce qui permet de supprimer la deuxième composante du signal électrons à plus de 130 ns qui ne correspond pas à des électrons extraits du plasma comme nous le verrons dans la partie suivante. Nous faisons varier  $V_{tgt}$  de  $-750$  V à  $-6000$  V, qui correspond à la limite de tension délivrée par l'alimentation. Le nombre d'électrons est mesuré en faisant la somme sur l'ensemble des anneaux concentriques suivant la méthode présentée dans la partie II.4.d et avec une capacité  $C = 70$  nF sur le Té de polarisation. Les résultats des mesures effectuées sont présentés sur la figure 4.31 en échelle semi logarithmique. On constate l'augmentation rapide du nombre d'électrons détectés lorsque le potentiel sur la cible augmente. Ce nombre atteint  $3.5 \times 10^{13}$   $e^-$  à  $-6000$  V.

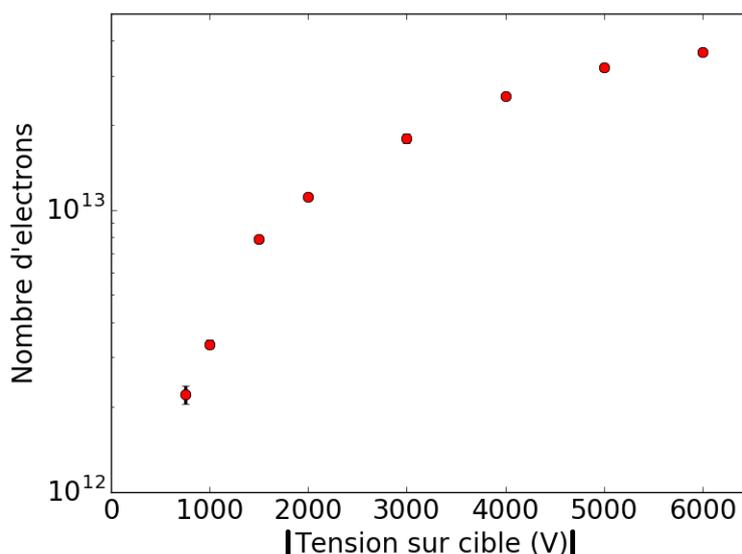


FIGURE 4.31 – Nombre d'électrons détectés de plus de 500 eV en fonction de la tension cible en échelle semi logarithmique.

La figure 4.32 présente ces résultats en échelle logarithmique. Les points étant alignés, un ajustement par une loi de puissance en  $a \times V_{tgt}^n$  est aussi présenté avec  $a = (6.7 \pm 3.9) \times 10^8$  et  $n = 1.26 \pm 0.07$ . Nous pouvons ainsi faire une prédiction sur le nombre d'électrons extraits à des tensions cible plus élevées. Pour  $V_{tgt} = -10$  et  $-30$  kV on pourrait extraire respectivement autour de  $7 \times 10^{13}$  et  $3 \times 10^{14}$  électrons du plasma. Ces nombres prévisionnels satisfont au cahier des charges présenté au Chapitre 1 pour une possible mesure de taux d'excitation nucléaire par ( $e, e'$ ) sur le  $^{181}\text{Ta}$ .

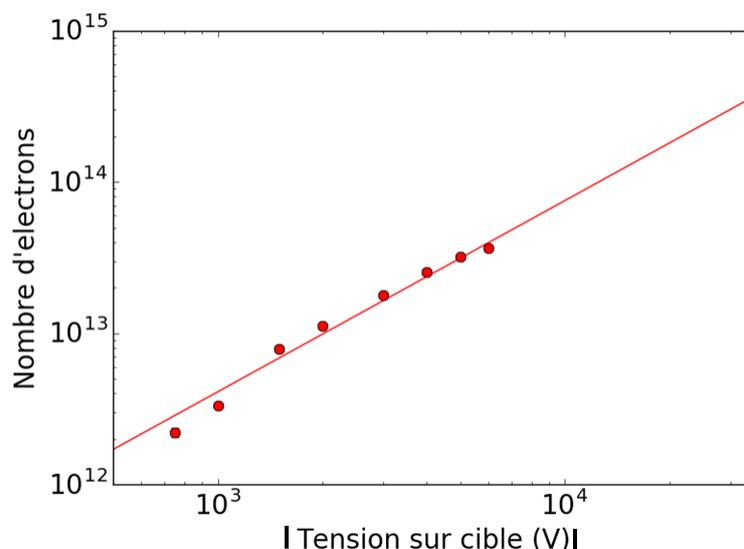


FIGURE 4.32 – Nombre d'électrons détectés de plus de 500 eV en fonction de la tension cible en échelle logarithmique. Une courbe d'ajustement par une loi de puissance est également tracée.

## V.2 Etude de la composante II ( $t > 130$ ns)

### V.2.a Caractéristiques du signal mesuré avec la Faraday Cup

La composante II correspond au signal négatif mesuré par la Faraday Cup entre 130 et 200 ns, comme décrit dans la partie II.4.d (figure 4.18). On rappelle que l'amplitude de cette contribution dépend du rayon moyen  $\bar{R}$  de l'anneau appliqué sur la face d'entrée de la Faraday Cup, et que le nombre d'électrons mesuré dans un anneau n'est pas égal à la somme des nombres d'électrons mesurés avec les trois sous-anneaux (cf. partie II.4.d). Par ailleurs, des acquisitions ont été effectuées avec une tension accélératrice  $V_{tgt} = -5000$  V et une tension appliquée à la Faraday Cup,  $V_{FC} = -1000$  V. La figure 4.33 montre le signal obtenu, superposé à celui mesuré lorsque  $V_{FC} = 0$  V. Lorsqu'on augmente la valeur de  $V_{FC}$  jusqu'à  $-1000$  V, le second pic négatif disparaît, ce qui signifie que ces électrons ont une énergie inférieure à 1 keV tandis que les électrons de la composante I ont globalement une énergie supérieure à 1 keV.

A partir de 130 ns, le plasma emplit l'espace entre la cible et la grille. Se comportant comme un conducteur, il peut permettre la décharge du condensateur de stabilisation de la tension cible. Les électrons issus de cette décharge seraient conduit par le plasma jusqu'à la Faraday Cup. Leur très grand nombre pourrait entraîner la formation d'une cathode virtuelle dans la Faraday Cup, comme décrit dans la partie II.4.d, favorisée par leur faible énergie. Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons présenter dans la partie suivante des mesures réalisées à l'aide d'une bobine de Rogowski permettant d'estimer la quantité de charge totale arrivant sur la Faraday Cup.

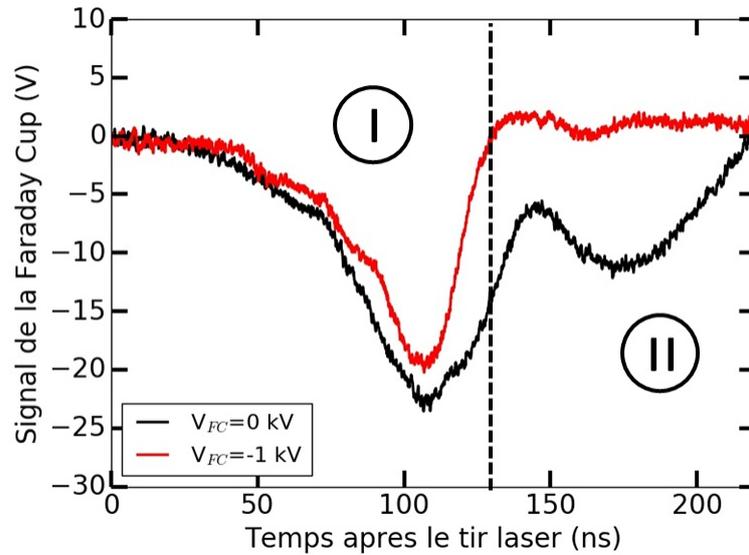


FIGURE 4.33 – Signal de la Faraday Cup en fonction du temps après le tir laser pour  $V_{tgt} = -5000 \text{ V}$  et  $V_{FC} = 0$  et  $-1000 \text{ V}$ .

### V.2.b Mesures effectuées avec la bobine de Rogowski

Le dispositif expérimental présenté au début du chapitre a été modifié comme le montre la figure 4.34 en ajoutant une bobine de Rogowski autour du pied de la Faraday Cup, lui-même étant relié à la masse. Deux configurations expérimentales seront explorées avec des potentiels de la cible  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000 \text{ V}$ . La bobine de Rogowski, fonctionnant dans une gamme de fréquence de 3 Hz-20 MHz, est utilisée pour mesurer le courant collecté sur la grille et les diaphragmes de la face avant de la Faraday Cup reliés à la masse.

Une bobine de Rogowski [108, 109] est un dispositif permettant de mesurer des impulsions de courant à haute fréquence. Elle est composée d'un enroulement hélicoïdal de fil comme le montre la figure 4.35. Le fil d'une extrémité revient par le centre de l'enroulement à l'autre extrémité, de sorte que les deux bornes sont à la même extrémité de la bobine. Le fil conducteur traversé par le courant que l'on souhaite mesurer est placé au centre de la bobine. Ce courant génère un champ magnétique dont la variation de flux dans les spires induit à son tour un courant dans la bobine. Ce courant est débité dans une impédance de  $50 \Omega$ . La tension  $u(t)$  mesurée aux bornes de cette impédance est proportionnelle à la variation du courant  $i(t)$  dans le conducteur. La bobine de Rogowski utilisée génère une tension de  $0.005 \text{ V}$  pour un courant de  $1 \text{ A}$  circulant dans le conducteur qu'elle enlace, soit un facteur de conversion de  $200 \text{ A/V}$  lorsqu'on mesure la tension avec un oscilloscope d'impédance d'entrée de  $50 \Omega$ .

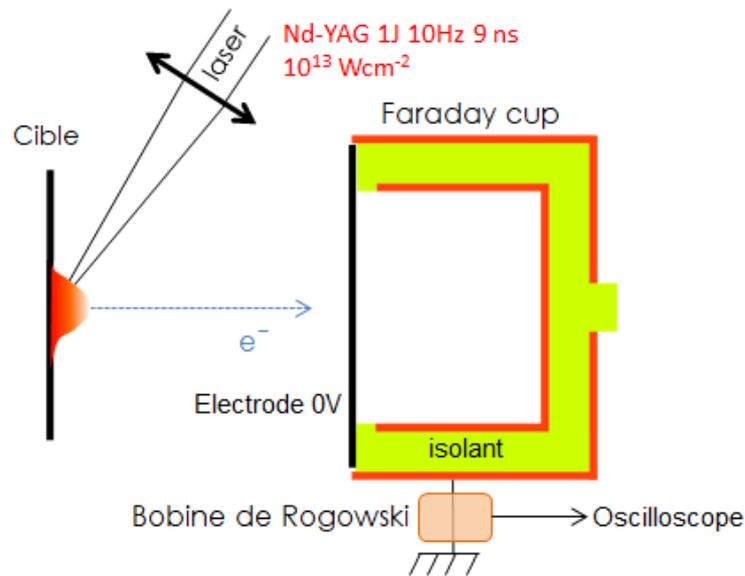


FIGURE 4.34 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour détecter les électrons de la deuxième composante.

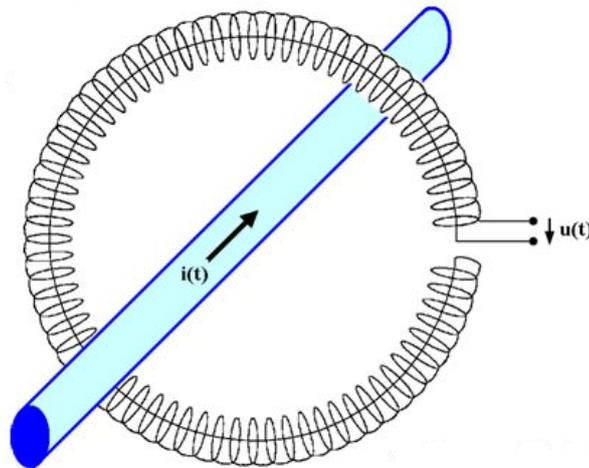


FIGURE 4.35 – Schéma de fonctionnement d'une bobine de Rogowski.  $u(t)$  est la tension mesurée aux bornes de la bobine, qui est proportionnelle au courant  $i(t)$  circulant à l'intérieur du conducteur.

La figure 4.36 montre un exemple de signal mesuré aux bornes de la bobine et visualisé à l'oscilloscope en fonction du temps, pour une Faraday Cup occultée et pour des tirs laser réalisés avec des potentiels sur cible  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V. Nous avons délimité les deux régions du temps avant et après 130 ns. La Faraday Cup étant occultée, la bobine de Rogowski est sensible à tous les électrons parvenant à atteindre la Faraday Cup. On constate que le signal atteint un minimum d'environ  $-4.5$  et  $-6.5$  V pour  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V respectivement, ce qui

correspond à des courants de l'ordre de 900 et 1300 A.

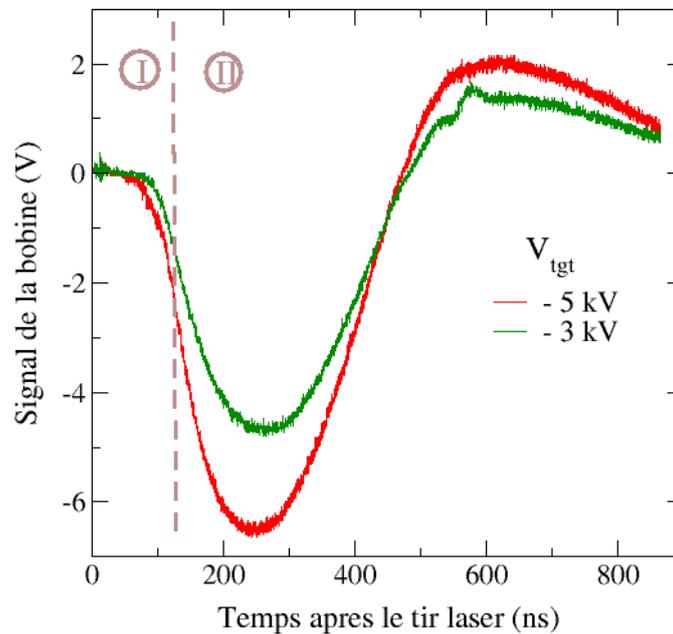


FIGURE 4.36 – Signal de la bobine de Rogowski observé à l’oscilloscope pour différentes valeurs de tension  $V_{tgt}$  sur la cible.

La région I est retracée en terme de courant d’électrons sur la figure 4.37 en regard du courant mesuré avec la Faraday Cup en sommant tous les anneaux, entre 0 et 200 ns. En supposant une répartition surfacique homogène des électrons, le signal de la Faraday Cup est corrigé du rapport des surfaces de collection. En effet la face avant de la Faraday Cup occultée correspond à un carré de 72 mm de côté tandis que la surface de collection correspondant à la somme des anneaux est un disque de 28 mm de rayon : le rapport des surfaces est donc égal à un peu plus de 2. On constate une superposition des deux courbes sur les 120 premières nanosecondes, les intensités du courant d’électrons mesurées à l’aide des deux détecteurs dans la région I seraient donc compatibles. Ceci conforte les données expérimentales avec la Faraday Cup. Le désaccord des deux courbes au delà de 120 ns montre l’incapacité de la Faraday Cup à détecter le courant d’intensité trop élevée de la région II du fait de l’effet de cathode virtuelle. Nous avons vu précédemment que lors de futures expériences avec un potentiel sur cible  $V_{tgt}$  plus élevé le nombre d’électrons extraits du plasma et arrivant sur la Faraday Cup va considérablement augmenter. Dans le cas où la Faraday Cup ne serait plus utilisable du fait du nombre trop important de charges entrant dans celle-ci créant de ce fait une cathode virtuelle, la bobine de Rogowski semble donc être un détecteur adapté pour continuer à mesurer le nombre d’électrons extraits.

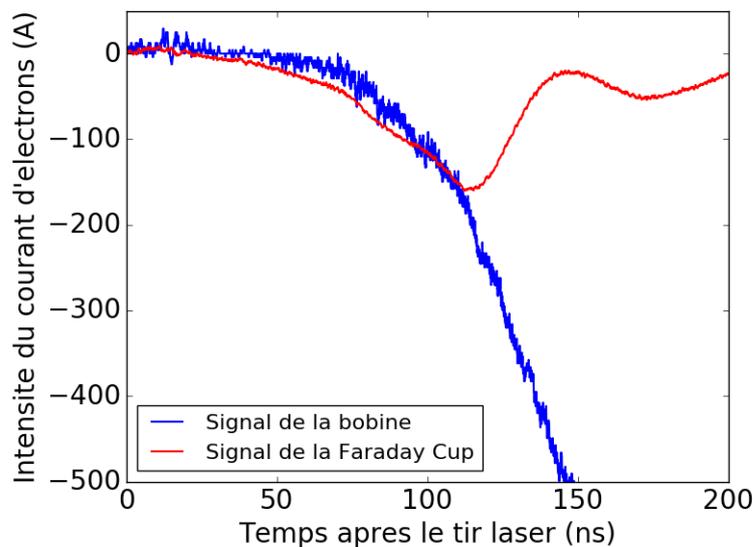


FIGURE 4.37 – Intensité du courant d'électrons mesurée avec la bobine de Rogowski et la Faraday Cup pour  $V_{tgt} = -5000$  V en tenant compte du rapport des surfaces de collection.

La partie II du signal des bobines de Rogowski est intégrée entre 140 et 470 ns. La figure 4.38 représente ainsi l'évolution du nombre d'électrons détectés en fonction de  $V_{tgt}$ . On constate une variation linéaire de  $N_{e^-}$  avec  $V_{tgt}$ . La quantité de charge  $Q$  d'un condensateur s'exprime en fonction de sa capacité  $C$  et de la différence de potentiel à ses bornes, ici  $V_{tgt}$ , par la relation  $Q = C V_{tgt}$ . En ajustant par une droite, on obtient donc une pente qui doit être multipliée par la charge électrique élémentaire  $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C pour obtenir une grandeur homogène à une capacité. On obtient  $77 \pm 4$  nF. C'est une valeur très proche de 70 nF qui est la capacité des condensateurs utilisés dans le Té de polarisation pour stabiliser le potentiel de la cible. La principale contribution au signal des bobines de Rogowski provient donc des électrons de conduction issus de la décharge des condensateurs proches de la cible lorsque le plasma atteint l'anode, se comportant ainsi comme un conducteur.

L'instant d'arrivée du second pic sur le signal de la Faraday Cup de la figure 4.33 à  $V_{FC} = 0$  V est compatible avec l'arrivée des électrons de conduction. Cependant, son niveau de signal ne correspond pas au nombre important d'électrons attendus et mesurés avec la bobine de Rogowski. Au delà de 130 ns (région II) l'amplitude maximale du signal correspond à une intensité de 1300 A à l'instant 250 ns pour  $V_{tgt} = -5000$  V. Ce courant extrêmement intense explique la formation d'une cathode virtuelle dans la Faraday Cup même lorsque celle-ci est fortement diaphragmée. Le nombre d'électrons détectés au delà de 130 ns (région II) par la Faraday Cup n'est donc pas représentatif du nombre d'électrons entrant dans le détecteur.

Afin de confirmer les hypothèses sur les régimes d'extraction et de conduction des électrons, ainsi que celles sur les effets de cathode virtuelle, des simulations XOOPIC seront présentées dans le chapitre suivant.

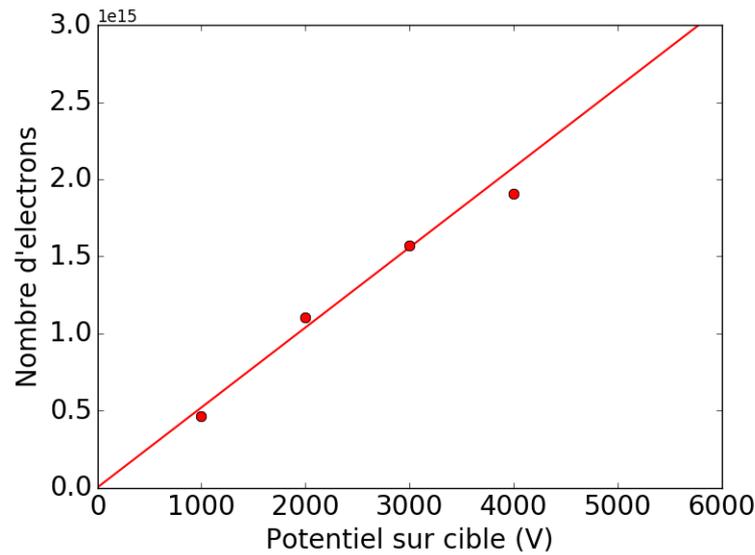


FIGURE 4.38 – Nombre d'électrons détectés à l'aide de la bobine de Rogowski sur la partie externe de la Faraday Cup en fonction du potentiel de la cible  $V_{tgt}$ .

## Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre une première phase du développement d'une source d'électrons extraits d'un plasma a été présentée. Les électrons extraits grâce à la différence de potentiel appliquée entre la cible et l'anode sont détectés par la Faraday Cup dont le signal temporel est intégré pour mesurer un nombre absolu d'électrons. La présence de deux contributions différentes dans le signal électrons reçu par la Faraday Cup a été observée. Une première composante est détectée entre 50 et 130 ns après le tir laser, qui correspond aux électrons extraits du plasma en expansion. Tandis qu'une deuxième contribution suivant la première, détectée jusqu'à 220 ns et d'énergie constante et inférieure à 1 keV, correspond à une petite fraction des électrons de conduction issus du condensateur de stabilisation de la cible. L'étude menée avec la bobine de Rogowski confirme ces conclusions.

Par ailleurs une étude de l'évolution de ce nombre d'électrons en fonction de la valeur de la tension cible montre une nette augmentation de la quantité d'électrons extraits lorsque la valeur absolue du potentiel de la cible augmente. Un diviseur de tension a été mis au point pour mesurer l'évolution du potentiel de la cible au cours du temps. Un travail a été réalisé pour stabiliser ce potentiel sur un temps suffisamment long (entre 90 ns et 100 ns) afin de pouvoir le considérer comme presque constant lors de la détente du plasma. Pour cela on a augmenté la capacité du condensateur du Té de polarisation jusqu'à 70 nF. Environ  $3 \cdot 10^{13}$  électrons par tir laser sont ainsi disponibles sur une durée inférieure à 130 ns lorsque le potentiel de la cible est initialement de  $-6000$  V.

Ces résultats encourageants sont en accord avec les caractéristiques requises pour une mesure de section efficace ( $e, e'$ ). En effet avec un faisceau de quelques  $10^{13}$  électrons de quelques dizaines de keV pulsé à 0.1 Hz, il ne faudrait que

quelques heures pour obtenir les  $10^{17}$  électrons nécessaires à la mesure. La prochaine étape est de déterminer les caractéristiques spatiales du faisceau d'électrons et de mesurer leur distribution en énergie. L'étude de l'énergie moyenne des électrons en fonction du temps après le tir laser va permettre d'apporter des informations complémentaires quant aux mécanismes en jeu lors de l'extraction des électrons du plasma d'une part, mais ces informations sont également indispensables pour extraire les valeurs des sections efficaces des taux d'excitation mesurés par processus  $(e, e')$ .



## Chapitre 5

# Caractéristiques énergétiques et surfaciques des électrons extraits d'un plasma soumis à un potentiel électrique

Dans les parties précédentes nous avons montré que nous arrivions à détecter des électrons en quantité lors d'un tir laser en polarisant la cible sur laquelle le plasma se forme. L'objet du présent chapitre est de caractériser le faisceau d'électrons ainsi produit. Cette étude portera d'abord sur l'aspect énergétique du faisceau, avant de se concentrer ensuite sur la répartition en surface des électrons et sur l'intensité du courant d'électrons extraits. L'ensemble des mesures sont effectuées à l'aide de la Faraday Cup diaphragmée en anneaux dont le fonctionnement a été présenté précédemment. Des simulations numériques qui permettent de comprendre les observations expérimentales seront également présentées dans le cadre des deux études, énergétique et surfacique.

## I Propriétés énergétiques des électrons détectés

### I.1 Méthodologie expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui présenté dans le chapitre précédent. Les mesures sont effectuées avec une Faraday Cup diaphragmée successivement à l'aide des 6 diaphragmes en anneaux. Pour une valeur de tension cible  $V_{tgt}$  donnée, on fait varier la tension sur la Faraday Cup  $V_{FC}$  : les électrons extraits sont ainsi sélectionnés dans une certaine gamme en énergie. A partir de ces mesures on peut construire la distribution en énergie des électrons.

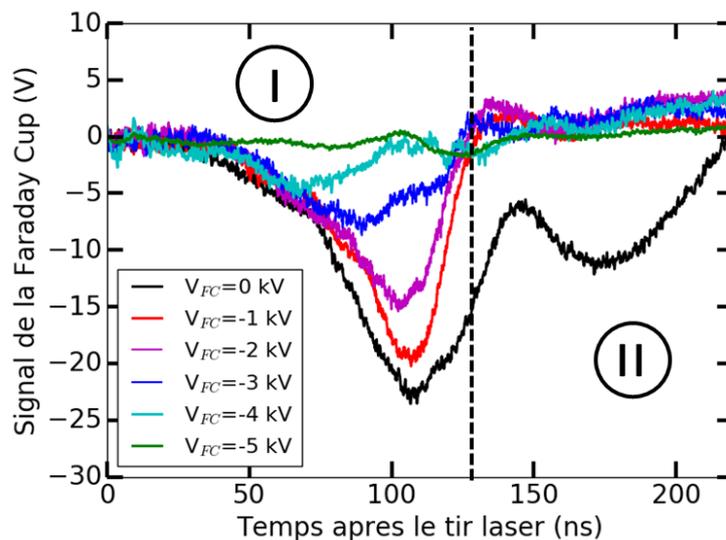


FIGURE 5.1 – Signaux sommés pour l'ensemble des diaphragmes de la Faraday cup en fonction du temps pour différentes valeurs de  $V_{FC}$  et pour  $V_{tgt} = -5000$  V.

La figure 5.1 montre les signaux atténués d'un facteur 100 de la Faraday Cup en fonction du temps obtenus avec une tension sur cible  $V_{tgt} = -5000$  V et différentes valeurs de tension Faraday Cup  $V_{FC}$ . L'origine des signaux correspond à l'instant d'interaction entre le faisceau laser et la cible. Chaque configuration est le résultat d'une moyenne de 5 signaux obtenus après 5 tirs laser consécutifs avec les mêmes valeurs de  $V_{tgt}$  et  $V_{FC}$ . Cela permet de prendre en compte les fluctuations de signaux entre chaque tir. Lorsque  $V_{FC} = 0$  V, les deux régions I et II présentées au paragraphe II.4.d du chapitre 4 peuvent être identifiées. Un premier pic négatif est observé entre environ 50 et 130 ns (région I) tandis qu'un second pic d'amplitude plus faible est observé à partir de 130 ns (région II). La durée du premier pic est compatible avec le temps mis par le front avant du plasma pour parcourir les 5 cm entre la cible et la grille du détecteur. Cela laisse penser que l'extraction des électrons se fait depuis la face avant du plasma qui agirait comme une cathode durant son expansion, comme décrit dans les travaux de Crispel et al. [67]. Le maximum du signal atteint une amplitude de  $-22$  V, soit une intensité d'environ 130 A en prenant en compte le coefficient d'atténuation de 100, les 37 % de transmission de la grille et les 7 % de perte de

signal mesurée dans les câbles. Lorsqu'on polarise la Faraday Cup à des tensions  $V_{FC}$  négatives un champ électrique est induit dans le détecteur, repoussant les électrons suivant leur énergie. Les électrons les plus énergétiques atteignent la Faraday Cup en premier, la sélection en énergie des électrons se traduit donc par une suppression successive du signal sur les temps les plus longs. Les électrons sont ainsi graduellement sélectionnés en énergie lorsque  $|V_{FC}|$  augmente jusqu'à ce que le signal soit complètement supprimé lorsque  $|V_{FC}| > |V_{tgt}|$ , comme montré sur la figure 5.1.

## I.2 Distributions en énergie des électrons de la région I

### I.2.a Distributions intégrées entre 0 et 130 ns

Dans cette partie nous allons nous intéresser uniquement aux électrons extraits du plasma, soit la région I de la figure 5.1. Cette région est comprise entre 0 et environ 130 ns après le tir laser, instant à partir duquel le régime de conduction prend le pas sur le régime d'extraction. La séquence réalisée en tension  $V_{FC}$  donne accès aux distributions en énergie des électrons, à la fois pour l'ensemble du faisceau et à différents instants d'extraction. Les corrections des signaux de références et de la Faraday Cup occultée sont effectuées comme détaillé dans le chapitre précédent puis les signaux sont intégrés en temps. Les différences entre les intégrales des signaux aux différentes tensions de la Faraday Cup  $V_{FC}$  correspondent au nombre d'électrons atteignant le détecteur ayant une énergie comprise dans l'intervalle associé à  $e|V_{FC}|$ . Par exemple, sur la figure 5.1, la surface entre la courbe noire ( $V_{FC} = 0$  V) et bleue marine ( $V_{FC} = -3000$  V) équivaut au nombre d'électrons dont l'énergie est comprise entre 0 et 3000 eV. On remarque ainsi que lorsque  $|V_{FC}|$  augmente, l'instant d'arrivée des électrons sélectionnés est de plus en plus tôt, les électrons les plus énergétiques étant ceux qui arrivent les premiers sur la Faraday Cup. Pour déterminer la distribution en énergie  $\frac{dN}{dE}$ , on choisit un intervalle en énergie  $dE$  de 1 keV et on obtient  $dN$  par soustraction des signaux mesurés aux tensions de coupures séparées de cet intervalle en énergie. Par exemple le premier point de la distribution qui correspond à une énergie moyenne  $E_1 = 500$  eV est obtenu en prenant la valeur du nombre d'électrons  $N$  à la tension détecteur  $V_{FC} = 0$  V (courbe noire) et la valeur  $N'$  à  $V'_{FC} = -1000$  V (courbe rouge) :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_1 = \frac{N - N'}{V_{FC} - V'_{FC}} \quad (5.1)$$

avec une distribution en énergie exprimée en  $\text{eV}^{-1}$ . La même opération est répétée entre 0 et 6 keV avec un pas en énergie de 500 eV. L'incertitude  $\Delta\left(\frac{dN}{dE}\right)_1$  est obtenue par propagation quadratique des incertitudes calculées sur les nombres d'électrons :

$$\Delta\left(\frac{dN}{dE}\right)_1 = \frac{\sqrt{\Delta N^2 + \Delta N'^2}}{V_{FC} - V'_{FC}} \quad (5.2)$$

Comme le montre la figure 5.2, la distribution en énergie des électrons, pour une durée d'intégration du signal de 130 ns, est une fonction continue entre 0 eV et

$|eV_{tgt}|$ , pour des tensions sur cible  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V. On peut donc penser que l'extraction des électrons s'effectue durant toute la dynamique d'expansion du plasma. Les incertitudes horizontales de chaque point correspondent à l'intervalle d'énergie considéré lorsqu'on soustrait les intégrales de deux signaux  $V_{FC}$  et  $V'_{FC}$ . Les incertitudes verticales sont déterminées à partir de l'écart-type associé à la moyenne sur les 5 tirs par configuration. On observe plus d'électrons à basse énergie pour les deux valeurs de tension cible. De plus, pour  $V_{tgt} = -5000$  V, des électrons d'énergie supérieure à 5 keV sont détectés.

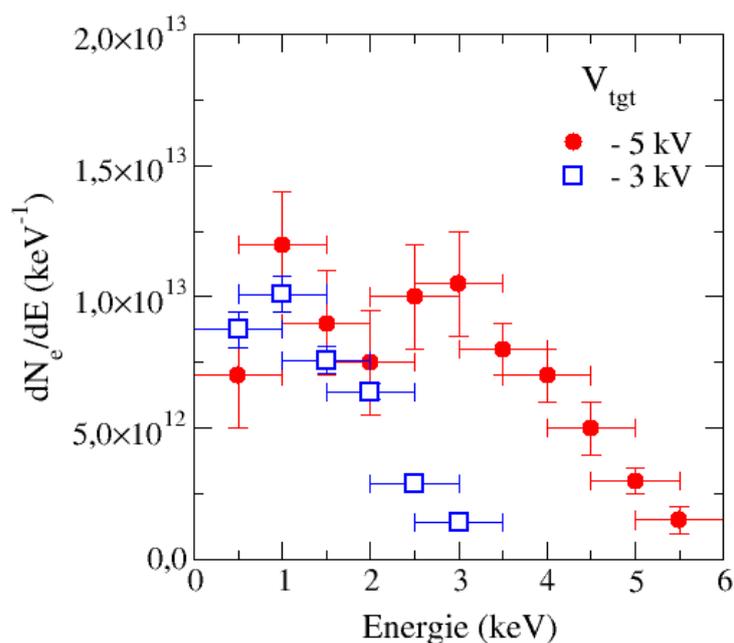


FIGURE 5.2 – Distributions en énergie des électrons extraits entre 0 et 130 ns pour  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V.

### I.2.b Correction due au potentiel effectif de la Faraday Cup

Les distributions précédentes sont construites en considérant que le potentiel de la partie interne de la Faraday Cup est fixé à la valeur de  $V_{FC}$ . Nous allons voir dans cette partie que ce n'est pas rigoureusement vrai, des corrections sont à apporter compte tenu d'effets inductifs, résistifs et capacitifs présents dans le circuit électrique. Lors de l'arrivée de charges sur la face interne de la Faraday Cup, le potentiel  $V_{FC}$  de celle-ci est modifié par rapport au potentiel appliqué  $V_{FC}^{op}$  et peut varier au cours du temps. La Faraday Cup se comporte comme un générateur de courant  $i(t)$  dans un circuit électrique équivalent présenté sur la figure 5.3. La tension  $V_L$  tient compte de l'inductance propre du câble d'environ 1 m de longueur, qui peut être représentée par une bobine d'inductance  $L = 500$  nH [110].

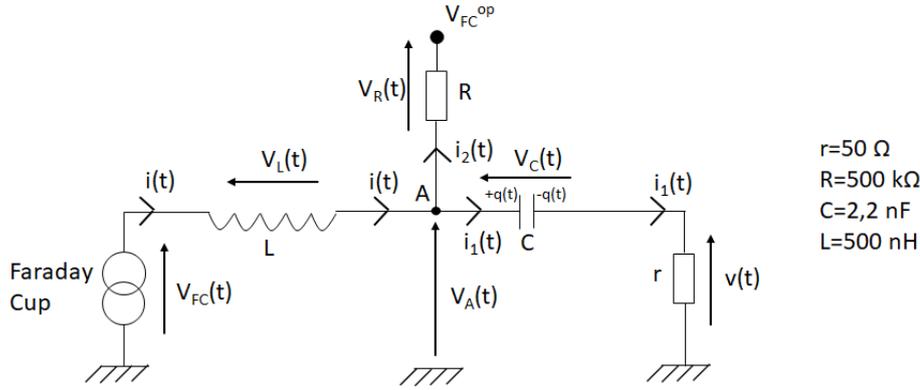


FIGURE 5.3 – Schéma électrique équivalent à la Faraday Cup lors de l'arrivée des électrons.

D'après les lois des noeuds et des mailles on peut retrouver l'expression de  $V_{FC}(t)$  en fonction des différentes grandeurs du circuit électrique. Tout d'abord une première relation peut être établie :

$$V_R = V_{FC}^{op} - V_A = V_{FC}^{op} - V_C - v = -Ri_2 = V_{FC}^{op} - \frac{q}{C} - v \quad (5.3)$$

avec  $q$  la charge du condensateur sur l'armature de gauche (figure 5.3). Comme  $i_2 = i - i_1$  nous pouvons exprimer  $i$  suivant la relation :

$$i = \frac{v}{r} - \frac{V_{FC}^{op}}{R} + \frac{q}{RC} + \frac{v}{R} \quad (5.4)$$

Comme  $i_1 = \frac{dq}{dt} = \frac{v}{r}$  et comme  $V_{FC}^{op}$  est constant, la dérivée par rapport au temps de cette expression donne :

$$\frac{di}{dt} = \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right) \frac{dv}{dt} + \frac{i_1}{RC} = \frac{R+r}{Rr} \frac{dv}{dt} + \frac{v}{rRC} \quad (5.5)$$

Comme  $r$  est très petit devant  $R$ , la grandeur  $\frac{R+r}{R}$  est de l'ordre de l'unité. De plus la grandeur  $RC \simeq 10^{-3} \text{ s}$  correspondant au temps caractéristique de décharge du condensateur étant très grande devant le temps d'évolution de  $v(t)$  (environ 100 ns), on peut négliger le terme  $\frac{v}{rRC}$ . Il en résulte la relation :

$$r \frac{di}{dt} = \frac{dv}{dt} \quad (5.6)$$

ainsi  $v = ri_1 = ri$ . Le courant  $i_2$  pouvant être considéré comme nul nous pouvons donc raisonner sur une seule maille. Compte tenu des expressions des tensions aux bornes de la bobine  $V_L(t) = L \frac{di(t)}{dt}$  et du condensateur  $V_C(t) = \int_0^t \frac{i(t)dt}{C}$ , l'expression du potentiel effectif  $V_{FC}(t)$  ressenti par les électrons arrivant sur la face interne de la Faraday Cup est :

$$V_{FC}(t) = L \frac{di(t)}{dt} + V_{FC}^{op} + \int_0^t \frac{i(t)dt}{C} + ri(t) \quad (5.7)$$

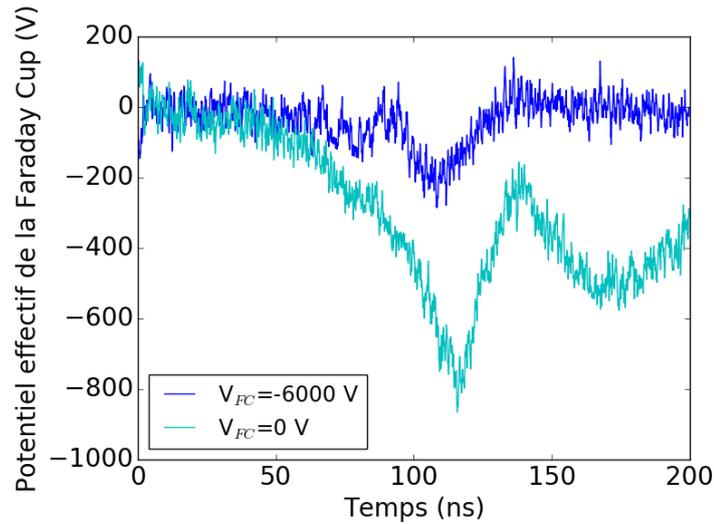


FIGURE 5.4 – Evolution du potentiel effectif de la Faraday Cup en fonction du temps pour deux valeurs de potentiel opérateur  $V_{FC}^{op} = -6000$  et  $0$  V. Pour une meilleure lisibilité des courbes, un offset de  $6000$  V est ajouté à la courbe  $V_{FC}^{op} = -6000$  V.

Le potentiel effectif  $V_{FC}(t)$  est calculé à l'aide du courant  $i(t)$  expérimental correspondant au signal détecté par la Faraday Cup. L'évolution de ce potentiel effectif en fonction du temps est représenté sur la figure 5.4 pour deux valeurs de potentiel opérateur  $V_{FC}^{op} = -6000$  et  $0$  V. Afin de pouvoir comparer aisément les deux courbes,  $6000$  V ont été ajoutés aux valeurs de la courbe  $V_{FC}^{op} = -6000$  V. Le potentiel de la Faraday Cup est modifié au maximum de  $800$  V lorsque  $V_{FC}^{op} = 0$  V tandis que pour  $V_{FC}^{op} = -6000$  V le potentiel est modifié au maximum d'environ  $200$  V.

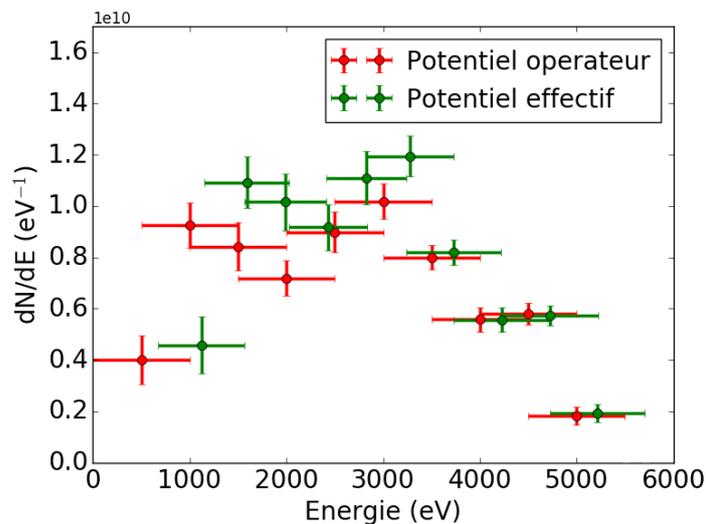


FIGURE 5.5 – Distributions en énergie des électrons extraits entre  $0$  et  $125$  ns pour  $V_{tgt} = -5000$  V et pour les potentiels  $V_{FC}^{op}$  et  $V_{FC}$ .

En prenant en compte la valeur moyenne du potentiel effectif  $V_{FC}(t)$  entre

$t = 0$  et  $t = 125$  ns, on construit de nouvelles distributions en énergie des électrons détectés, représentées sur la figure 5.5. Les distributions en énergie des électrons sont sommées sur l'ensemble des anneaux pour  $V_{tgt} = -5000$  V. Les points en verts tiennent compte du potentiel modifié  $V_{FC}$  tandis que les points en rouge sont construits à l'aide du potentiel opérateur  $V_{FC}^{op}$ . La composante de basse énergie de la distribution est plus affectée par cette modification du fait de la faible valeur de  $V_{FC}^{op}$  devant les autres termes dans l'expression présentée précédemment de  $V_{FC}$ . En revanche, les composantes de haute énergie sont peu affectées car le terme  $V_{FC}^{op}$  devient dominant. Or seuls les électrons des plus hautes énergies sont d'intérêt pour notre projet. On peut donc en conclure que la modification du potentiel de la Faraday Cup peut être négligée lors de l'analyse des distributions en énergie des électrons.

### I.2.c Dépendance des distributions en énergie totales avec la distance par rapport à l'axe longitudinal

Les distributions en énergie des électrons présentées dans la partie I.2.a ont été construites en additionnant les électrons détectés dans chaque diaphragme en anneau concentrique. Nous allons nous intéresser ici à la dépendance de ces distributions en fonction de l'anneau considéré, et donc de la distance par rapport à l'axe de symétrie longitudinal du faisceau. La figure 5.6 présente ainsi les distributions totales en énergie des électrons pour  $V_{tgt} = -5000$  V pour le diaphragme de plus petit diamètre et donc le plus près de l'axe ( $\phi=16$  mm) et pour un diaphragme plus éloigné ( $\phi=44-50$  mm soit une ouverture comprise entre 22 et 25 mm de l'axe longitudinal). Nous pouvons constater que ces distributions sont continues et couvrent toute la gamme en énergie entre 0 et 5 keV. Elles sont de forme comparable, avec néanmoins moins d'électrons détectés avec le diaphragme  $\phi=44-50$  mm. Les distributions en énergie sont donc indépendantes de la distance par rapport à l'axe de symétrie.

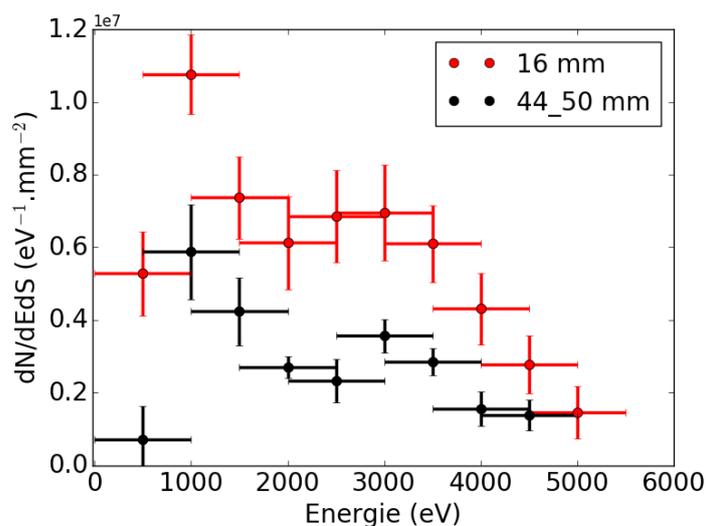


FIGURE 5.6 – Distributions en énergie des électrons extraits entre 0 et 125 ns pour  $V_{tgt} = -5000$  V et pour les anneaux de diamètre  $\phi=16$  mm et  $\phi=44-50$  mm.

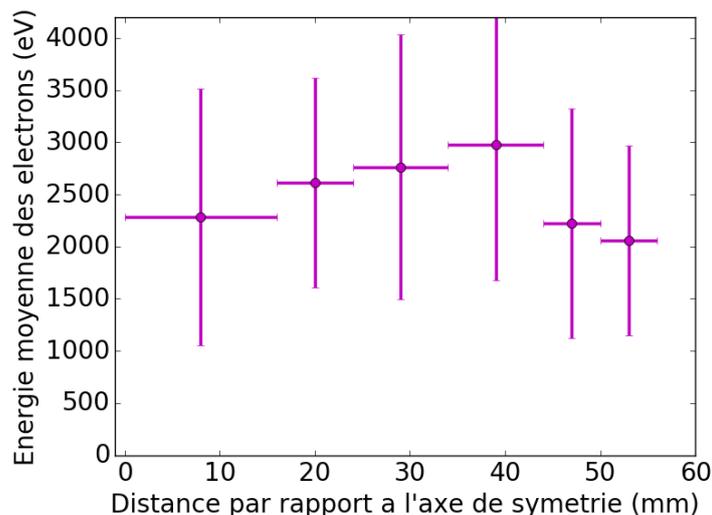


FIGURE 5.7 – Énergie moyenne des électrons extraits pour  $V_{tgt} = -5000$  V pour l'ensemble des anneaux.

Cette conclusion est renforcée par l'étude de l'évolution de l'énergie moyenne et de la dispersion en énergie des distributions en énergie en fonction de la distance à l'axe. Ces grandeurs sont reportées sur la figure 5.7. Les barres d'erreurs verticales correspondent à la dispersion en énergie autour de la valeur moyenne tandis que les barres d'erreurs horizontales correspondent aux dimensions des différents anneaux. Les distributions étant continues et couvrant une large gamme entre 0 et 5 keV, les barres d'erreurs verticales sont grandes. Néanmoins, les points sont alignés, ce qui signifie que l'énergie moyenne des électrons est la même pour l'ensemble des anneaux, de l'ordre de 2500 eV avec une variation de 13 % autour de cette valeur. Il en est de même pour la dispersion en énergie autour de la moyenne, de l'ordre de 1100 eV à 12 % près. Les processus en jeu dans l'extraction des électrons du plasma sont les mêmes quelle que soit la distance par rapport à l'axe de symétrie du système.

#### I.2.d Evolution temporelle des distributions en énergie

Après avoir construit les distributions en énergie totales des électrons en intégrant les signaux sur toute la durée du faisceau, nous allons maintenant déterminer ces distributions pour différents instants d'expansion du plasma. Expérimentalement l'instant de détection du signal de la Faraday Cup est celui d'arrivée des électrons sur le détecteur. Or entre l'instant d'extraction du plasma et celui de détection des électrons il s'écoule une durée pendant laquelle les électrons sont accélérés entre le plasma et l'anode. Cette durée d'accélération  $\Delta t_{acc}$  peut être estimée en fonction de l'intensité du champ électrique et de l'énergie des électrons. Ainsi, en partant de l'équation de la dynamique d'une charge soumise à un champ  $\vec{E}$  indépendant de l'espace et du temps, on a :

$$m\ddot{x} = -e \parallel \vec{E} \parallel \quad (5.8)$$

Ce qui se traduit par une vitesse de l'électron sur l'anode égale à :

$$\dot{x} = -\frac{e \parallel \vec{E} \parallel \Delta t_{acc}}{m} \quad (5.9)$$

où  $m$  est la masse d'un électron,  $e$  sa charge élémentaire,  $\ddot{x}$  son accélération,  $\dot{x}$  sa vitesse et  $\vec{E}$  est le champ électrique accélérateur. La durée de l'accélération des électrons dans cette configuration est déduite de l'expression de l'énergie cinétique  $E_c$  des électrons à l'anode :

$$E_c = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 = \frac{1}{2}\frac{e^2 \parallel \vec{E}^2 \parallel \Delta t_{acc}^2}{m} \Rightarrow \Delta t_{acc} = \sqrt{\frac{2mE_c}{e^2 \parallel \vec{E}^2 \parallel}} = \sqrt{\frac{2mE_c}{e^2 \left(\frac{V_{tgt}}{D}\right)^2}} \quad (5.10)$$

avec  $0 < D < 5$  cm la distance parcourue par l'électron. On obtient ainsi avec des tensions accélératrices comprises entre  $V_{tgt} = -500$  V et  $-5000$  V des durées caractéristiques d'accélération comprises entre 5 ns et 0.1 ns, soit en moyenne environ 2 ns. Cette échelle de temps étant bien inférieure à celle de l'expansion du plasma entre la cible et l'anode, on peut considérer qu'une fois extrait du plasma un électron accélère et atteint la Faraday Cup avec un plasma figé dans l'espace et un potentiel sur cible et dans le plasma constant. Par ailleurs, compte tenu de la petite valeur de  $\Delta t_{acc}$ , on admettra pour la suite que les instants d'extraction et de détection sont confondus.

La figure 5.8 montre les distributions en énergie des électrons extraits à des instants  $t=50, 80$  et  $110$  ns après le tir laser pour des potentiels sur cible  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V. Ces distributions sont obtenues en intégrant le signal de la Faraday Cup sur une durée fixée arbitrairement à 4 ns et centrée sur l'instant considéré. Comme on peut le constater sur la figure 5.8, l'énergie moyenne des distributions décroît en fonction du temps écoulé depuis le tir laser, tandis que la quantité d'électrons croît, et ce pour les deux valeurs de tension sur cible. L'extraction des électrons du plasma est donc un processus dynamique dont les propriétés évoluent au cours du temps.

Avec les distributions en énergie à un instant  $t$  donné de la figure 5.8 nous pouvons calculer l'énergie moyenne des électrons extraits à cet instant  $t$ . La figure 5.9 représente d'une part l'énergie moyenne des électrons extraits à des instants  $t$  allant de 30 à 120 ns par pas de 10 ns en fonction du temps, et d'autre part l'évolution temporelle du potentiel  $|V_{tgt}|$  de la cible. L'origine du temps correspond à l'instant d'interaction entre le faisceau laser et la cible. Le potentiel de la cible reste stable à  $-5000$  V jusqu'à près de 90 ns avant de décroître progressivement jusqu'à  $-3000$  V à 130 ns. Or l'énergie moyenne des électrons extraits du plasma décroît à 4 keV dès 70 ns, décroît linéairement, et ce plus rapidement que le potentiel de la cible, jusqu'à 1 keV à 120 ns. Bien qu'il y ait une corrélation forte entre les deux évolutions temporelles, la chute du potentiel de la cible ne peut pas expliquer totalement la décroissance rapide de l'énergie moyenne des électrons. Les résultats de simulations numériques effectuées avec le code XOOPIC seront présentés ultérieurement afin d'expliquer ce phénomène.

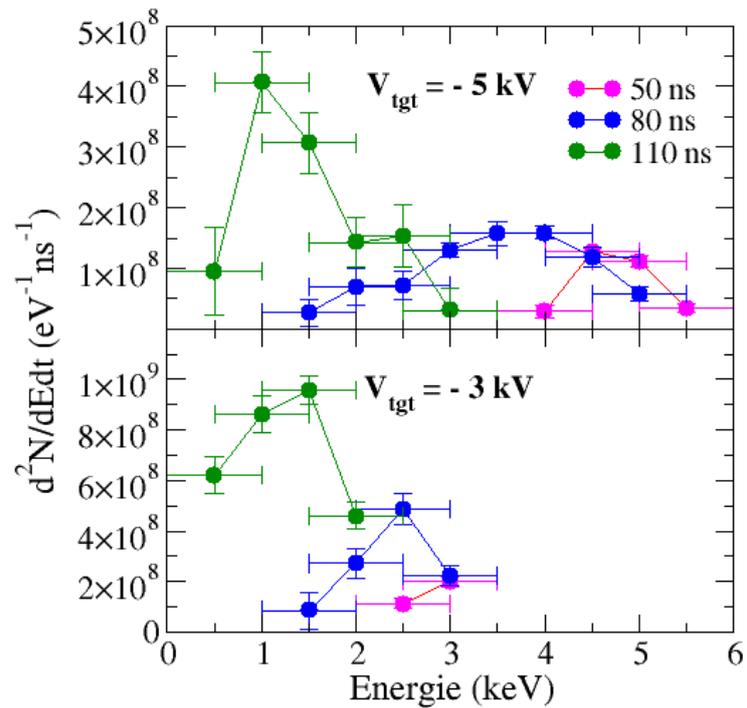


FIGURE 5.8 – Distributions en énergie des électrons extraits à 50, 80 et 110 ns après le tir laser, pour  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V.

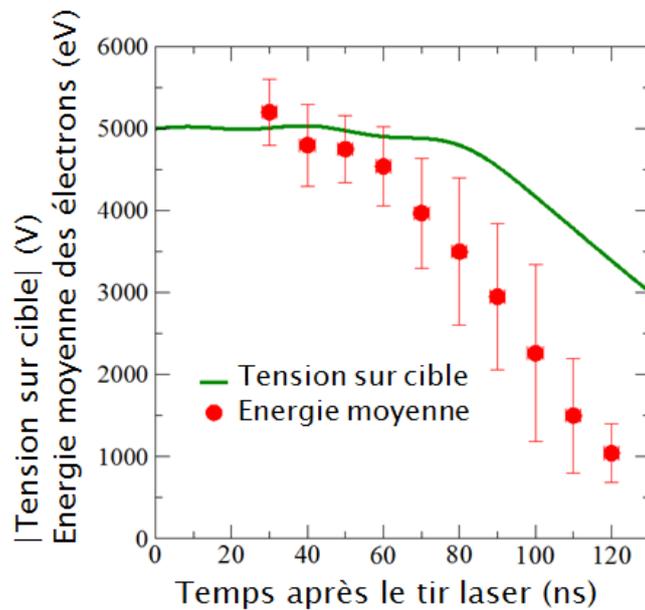


FIGURE 5.9 – Evolution du potentiel de la cible et de l'énergie moyenne des électrons extraits à un instant donné en fonction du temps pour la somme des diaphragmes, avec  $V_{tgt} = -5000$  V.

I.2.e Evolution temporelle de la distribution en énergie en fonction de la distance à l'axe de symétrie

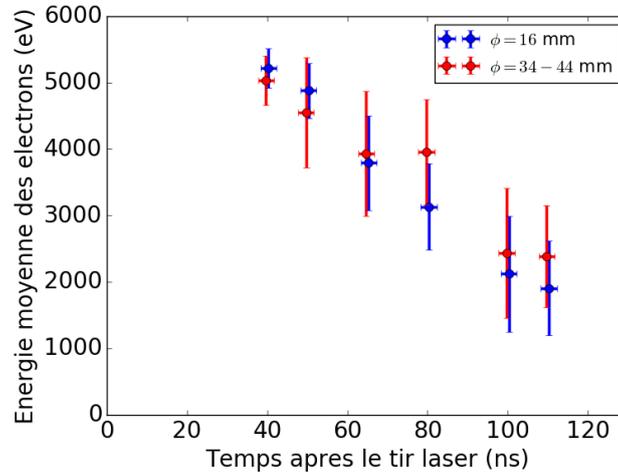


FIGURE 5.10 – Evolution de l'énergie moyenne des électrons extraits à un instant donné en fonction du temps après le tir laser pour deux diaphragmes différents, avec  $V_{tgt} = -5000$  V.

Nous reprenons ici l'étude de l'évolution de l'énergie des électrons en fonction des différents instants présentée dans la partie précédente, mais en s'intéressant à l'énergie moyenne des électrons sur les différents anneaux. La figure 5.10 montre, pour les deux diaphragmes  $\phi = 16$  mm et  $\phi = 34-44$  mm, l'énergie moyenne des électrons extraits au cours du temps après le tir laser, avec  $V_{tgt} = -5000$  V. Le comportement de l'énergie des électrons au cours du temps est similaire pour les deux anneaux ainsi que pour la somme des anneaux (figure 5.9). On peut en conclure que le processus d'extraction dynamique des électrons du plasma est indépendant de la distance à l'axe de symétrie à un instant donné. Cette propriété s'avère très utile pour justifier de l'utilisation d'une cathode plasma plane dans les modèles de simulation XOOPIC suivants.

I.3 Energie des électrons dans la région II

Sur la figure 5.1, on remarque que le signal provoqué par les électrons dans la région II pour  $V_{FC} = 0$  V (courbe noire) est supprimé dès  $V_{FC} = -1000$  V. Ces électrons ont par conséquent une énergie inférieure à 1000 eV. Au chapitre précédent, nous avons établi que les électrons de la région II provenaient de la décharge du condensateur de stabilisation de la tension cible à travers le plasma, jusqu'à l'anode reliée à la masse. Nous allons ici déterminer plus précisément l'énergie de ces électrons. La figure 5.11(a) présente l'évolution du potentiel de la cible  $V_{tgt}$  de la cible en fonction du temps après le tir laser pour un condensateur de stabilisation de capacité  $C = 70$  nF, avec  $V_{tgt} = -5000$  V au moment du tir. Lorsque le plasma remplit l'espace entre la cible et l'anode à l'instant 130 ns, on peut voir sur cette figure que le potentiel chute de 2200 V par rapport à sa valeur à l'origine. Compte tenu de la capacité du condensateur de stabilisation de

la tension cible, une telle chute de potentiel correspond à la perte d'environ  $10^{15}$  électrons. Sur la figure 36 du chapitre précédent est présenté le signal produit par ces électrons de conduction sur la bobine de Rogowski placée au pied de la Faraday Cup. Un tel nombre d'électrons correspond à une intégrale de cette courbe entre 0 et 250 ns après le tir laser environ, soit à peu près 120 ns après l'arrivée du plasma sur l'anode. Le schéma présenté sur la figure 5.11(b) montre le parcours suivi par les électrons de conduction lors de la décharge du condensateur à travers le plasma jusqu'à l'anode puis la masse. La durée d'environ 120 ns nécessaire au signal de ces électrons pour parvenir à la bobine de Rogowski s'explique par le temps mis par les électrons émis de la cible pour traverser le plasma et arriver sur la cible, soit une distance de 5 cm à parcourir. On peut ainsi estimer la vitesse et donc l'énergie de ces électrons en faisant l'approximation qu'ils ont mis 120 ns à parcourir 5 cm. On trouve ainsi une vitesse de l'ordre de  $10^5$  m.s<sup>-1</sup>, soit une énergie de l'ordre de l'eV.

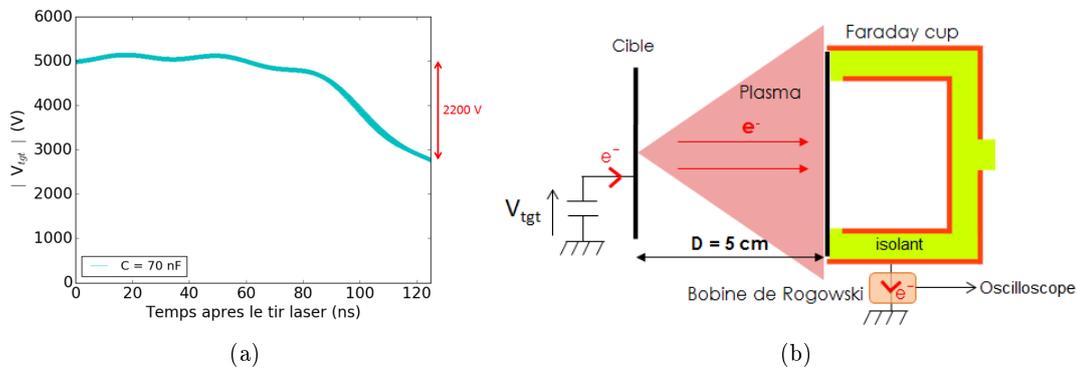


FIGURE 5.11 – Evolution de la tension cible au cours des 130 premières nanosecondes avec  $V_{tgt} = -5000$  V à l'instant initial. Schéma de la décharge du condensateur de stabilisation à travers le plasma après 130 ns.

Les électrons de conduction issus de la cible étant de très faible énergie nous pouvons nous interroger sur leur capacité à traverser le plasma sur toute sa longueur sans être absorbés. Ainsi à l'aide d'un dimensionnement rapide nous allons estimer l'épaisseur d'aluminium solide équivalente au plasma, dont l'ordre de grandeur permettra d'avoir une idée de la probabilité pour un électron de conduction de subir des chocs avec les particules du plasma lors de la traversée de celui-ci. A l'aide du profil de densité électronique du plasma déterminé au cours des chapitres précédents, il est possible d'obtenir une densité surfacique du plasma en intégrant la densité volumique sur une distance de 5 cm, ce qui représente l'expansion maximale du plasma lorsque celui-ci est totalement détendu. On obtient de cette manière une densité surfacique de particules de  $2.3 \times 10^{14}$  e<sup>-</sup>.cm<sup>-2</sup>. En supposant que toutes ces particules sont des ions aluminium 6+ on obtient une densité surfacique surestimée  $\sigma$  de :

$$\sigma = \frac{2.3 * 10^{14} * M_{Al}}{N_A} \simeq 10^{-8} g.cm^{-2} \quad (5.11)$$

avec  $N_A$  le nombre d'Avogadro et  $M_{Al}=27$  g.mol<sup>-1</sup> la masse molaire de l'alu-

minium. Compte tenu maintenant de la masse volumique de l'aluminium  $\rho=2.7$  g.cm<sup>-3</sup> on obtient l'épaisseur équivalente  $L$  :

$$L = \frac{\sigma}{\rho} \simeq 10^{-10}m \quad (5.12)$$

Cette épaisseur est de l'ordre des distances inter-atomiques dans le solide. Un électron traversant le plasma détendu entre la cible et l'anode aurait donc la même probabilité de subir un choc qu'en traversant une couche d'aluminium d'un seul atome d'épaisseur. Cette probabilité n'est pas connue mais elle est assurément très faible et on peut considérer que les électrons traversent le plasma sans interagir avec celui-ci.

#### I.4 Etude numérique de la région I : électrons extraits du plasma pour $t < 130$ ns

##### I.4.a Simulation XOOPIIC d'une tranche de plasma

Dans cette partie nous avons reproduit numériquement le plasma en expansion à l'aide du code Particle In Cell XOOPIIC afin de comprendre les observations présentées dans la partie précédente. Dans un premier temps nous allons nous concentrer sur le régime d'extraction des électrons du plasma entre 0 et 130 ns après le tir laser. La durée d'expansion du plasma étant de l'ordre de la centaine de ns il n'est pas possible d'en suivre l'évolution numériquement sur un temps aussi long pour des raisons de temps de calcul. Comme nous avons montré que la durée d'accélération d'un électron par la différence de potentiel était de l'ordre de la ns, les simulations sont effectuées sur des durées de quelques ns, à différents instants après le tir laser en tenant compte de l'expansion du plasma à cet instant. La géométrie entrée dans la simulation est de type 1D3V. Il s'agit d'une boîte de symétrie cylindrique de longueur 5 cm (axe longitudinal) et de rayon 0.64 mm (axe radial), la longueur est donc très grande devant le rayon. Un plasma neutre de face avant plane est placé entre deux électrodes : la cible et l'anode. L'extension, la position et la densité du plasma sont déterminées à l'aide des profils de densité présentés dans le chapitre 3 sur la figure 3.27. Le plasma est simplifié et considéré comme homogène, neutre et composé d'électrons et d'ions aluminium de charge moyenne  $6+$ , qui est la charge moyenne observée d'après la figure 3.26 du chapitre 3. La densité du plasma entrée dans le code correspond à la densité de la face avant du plasma sur le profil de densité électronique. La longueur de Debye du plasma à cette densité étant de l'ordre de la dizaine de micromètres, le champ électrique est écranté dans le plasma : entrer le profil complet de densité électronique n'a donc pas d'intérêt et augmenterait considérablement le temps de calcul. La valeur de la densité est donc fixée à quelques  $10^{16}$  e<sup>-</sup>.m<sup>-3</sup>, et la température des électrons du plasma est fixée à 1 eV. Les deux électrodes à chaque extrémité de la boîte sont polarisées, l'une au potentiel de la cible  $V_{tgt}(t)$  mesuré à l'instant  $t$  avec le diviseur capacitif et l'autre à 0 V. La taille des cellules est fixée à 50  $\mu$ m sur l'axe longitudinal et 10  $\mu$ m sur l'axe radial et le pas de temps de calcul est fixé à  $10^{-12}$  s. La figure 5.12 présente le profil de vitesse longitudinal des électrons représenté en mauve en fonction de la distance à la cible à l'instant  $t = 40$  ns après le tir

laser, au début de la simulation (5.12(a)), après 0.4 ns de calcul (5.12(b)), après 1.0 ns de calcul (5.12(c)) et après 1.4 ns de calcul (5.12(d)). L'espace entre les lignes en pointillés bleus correspond à l'extension spatiale du plasma entre la cible et l'anode à l'instant considéré. Nous observons sur les figures 5.12(b, c et d) que des électrons sont extraits de la face avant du plasma et que leur vitesse augmente à mesure qu'ils s'approchent de l'anode.

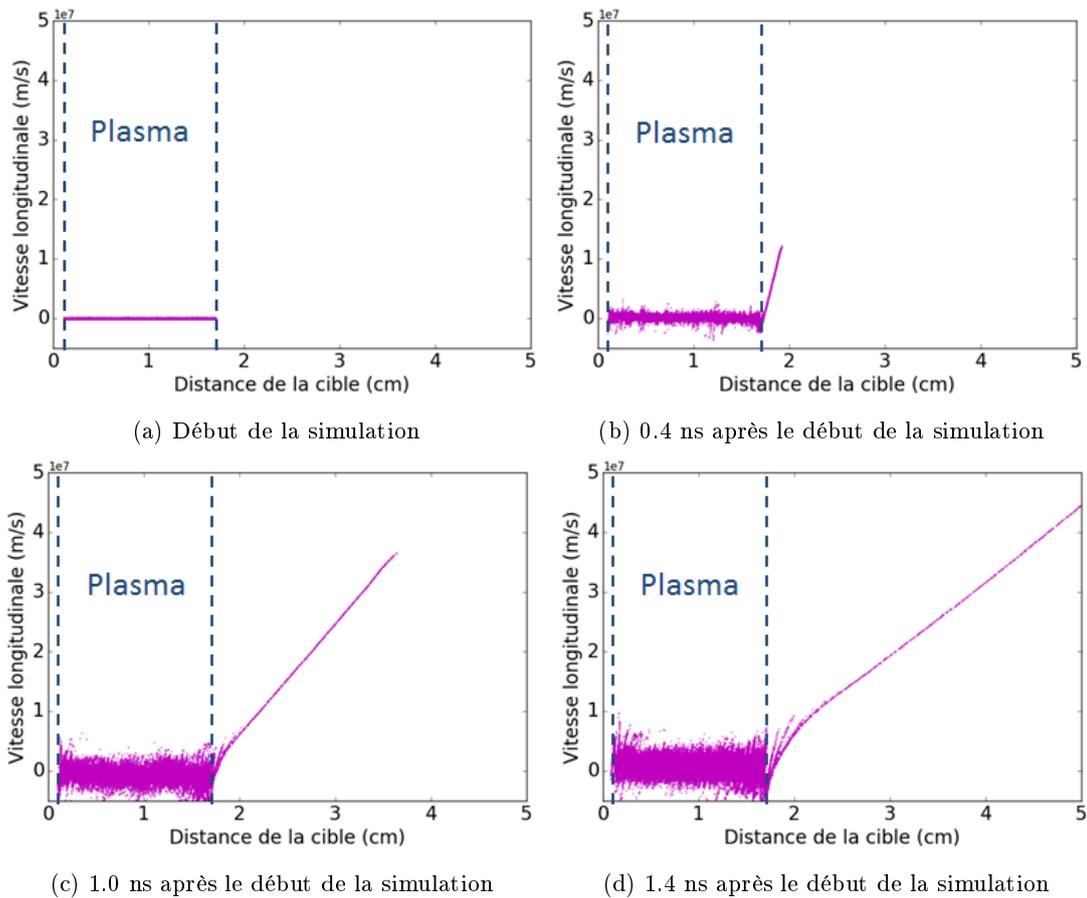


FIGURE 5.12 – Simulation du régime d'extraction des électrons à l'instant  $t = 40$  ns après le tir laser avec  $V_{tgt} = -5000$  V. La vitesse longitudinale des électrons est représentée en fonction de la distance par rapport à la cible, à quatre instants de la simulation.

Les figures 5.13(a, b et c) représentent le profil de vitesse longitudinal des électrons du plasma, le profil de potentiel le long de l'axe longitudinal et les distributions en énergie des électrons extraits du plasma et ayant atteint l'anode. Ces figures sont construites pour deux instants  $t=40$  et  $100$  ns et pour une tension sur cible  $V_{tgt} = -5000$  V à  $t = 0$ , soit  $V_{tgt} = -5000$  V pour  $t = 40$  ns et  $V_{tgt} = -3870$  V pour  $t = 100$  ns. Le profil de potentiel est obtenu à partir de la cartographie du champ électrique qui est un diagnostic du code XOOPIIC, comme expliqué dans le chapitre 2 de présentation du code. Les simulations sont effectuées pendant une durée de 1 ns après que le premier électron ait atteint l'anode.

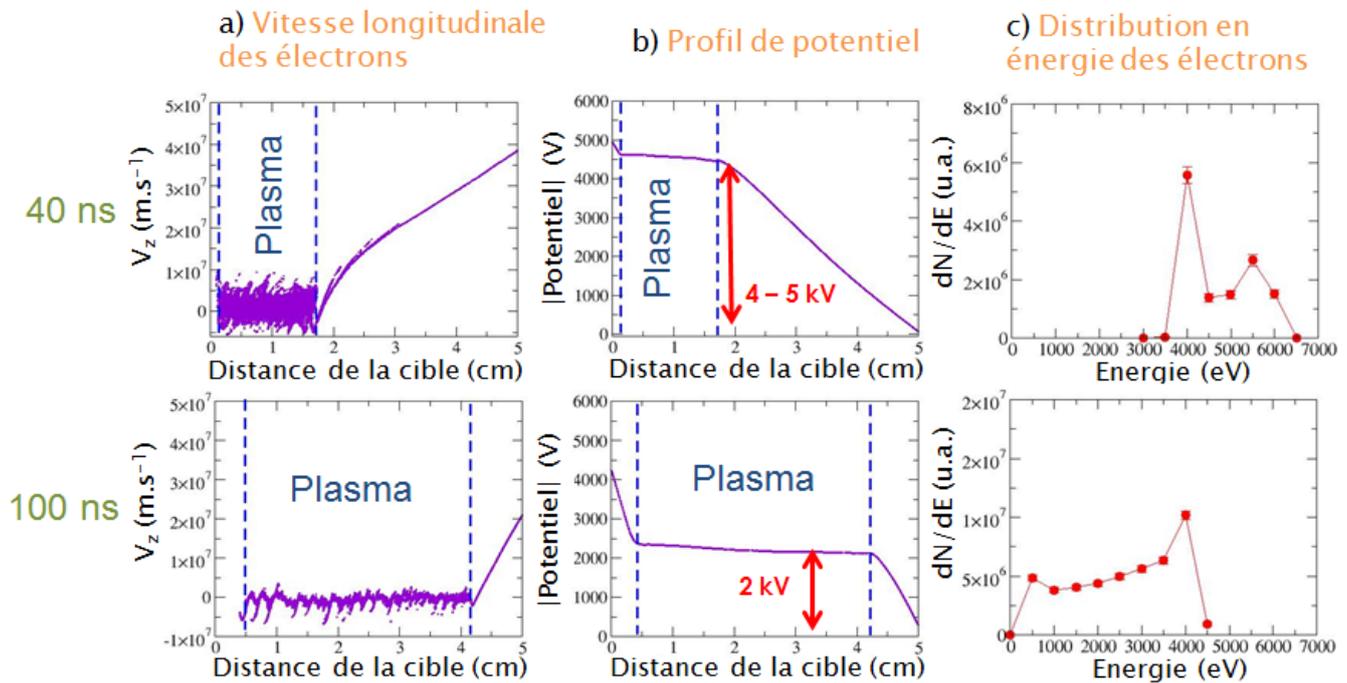


FIGURE 5.13 – Simulations du régime d'extraction des électrons pour deux instants 40 et 100 ns après le tir laser avec  $V_{tgt} = -5000$  V. Cartographie aux mêmes instants du potentiel ressenti dans la zone d'extraction et détermination des distributions en énergie des électrons correspondantes.

Lorsque les électrons sont à l'intérieur du plasma, leur vitesse longitudinale est presque nulle et correspond à la vitesse du plasma en expansion. Cependant, cette vitesse augmente rapidement à partir du front avant du plasma jusqu'à l'anode. Les électrons sont extraits depuis le front avant, qui agit comme une cathode en mouvement en direction de l'anode tout au long de l'expansion du plasma. Lorsque la cathode atteint le voisinage de l'anode, la vitesse maximale atteinte par les électrons diminue, de  $4 \times 10^7$  à environ  $2 \times 10^7$  m.s<sup>-1</sup> entre 40 et 100 ns après le tir laser. Pendant cette même durée, du fait de la longueur de Debye micrométrique du plasma bien inférieure aux dimensions de celui-ci, le champ électrique est écranté sur toute la longueur du plasma et le potentiel reste constant. A 40 ns après le tir laser, la densité de plasma sur la face arrière du plasma est suffisamment élevée pour maintenir presque constant le potentiel de la cible  $V_{tgt}$  jusqu'à la face avant du plasma. Cependant, lorsque le plasma se détend, la densité de la face arrière du plasma diminue, et une chute de potentiel est observée entre la cible et la face arrière. A 100 ns après le tir laser, le potentiel accélérateur a chuté de 2500 V entre le front avant du plasma et l'anode. Cette chute de potentiel engendre donc la baisse de la vitesse longitudinale des électrons. Les distributions en énergie des électrons collectés sur l'anode pendant une durée de 1 ns aux instants  $t=40$  et 100 ns voient leur maximum diminuer en énergie au fil du temps, comme observé expérimentalement sur la figure 5.8. Sur cette figure on remarque que pour  $V_{tgt} = -5000$  V, des électrons d'énergie supérieure à 5 keV sont détectés. En effet, aux premiers instants de l'extraction, les premiers

électrons extraits peuvent être accélérés vers l'anode par les électrons suivants qui fournissent ainsi un champ accélérateur supplémentaire.

#### I.4.b Dépendance des simulations XOOPIIC avec la distance cible-face arrière de plasma

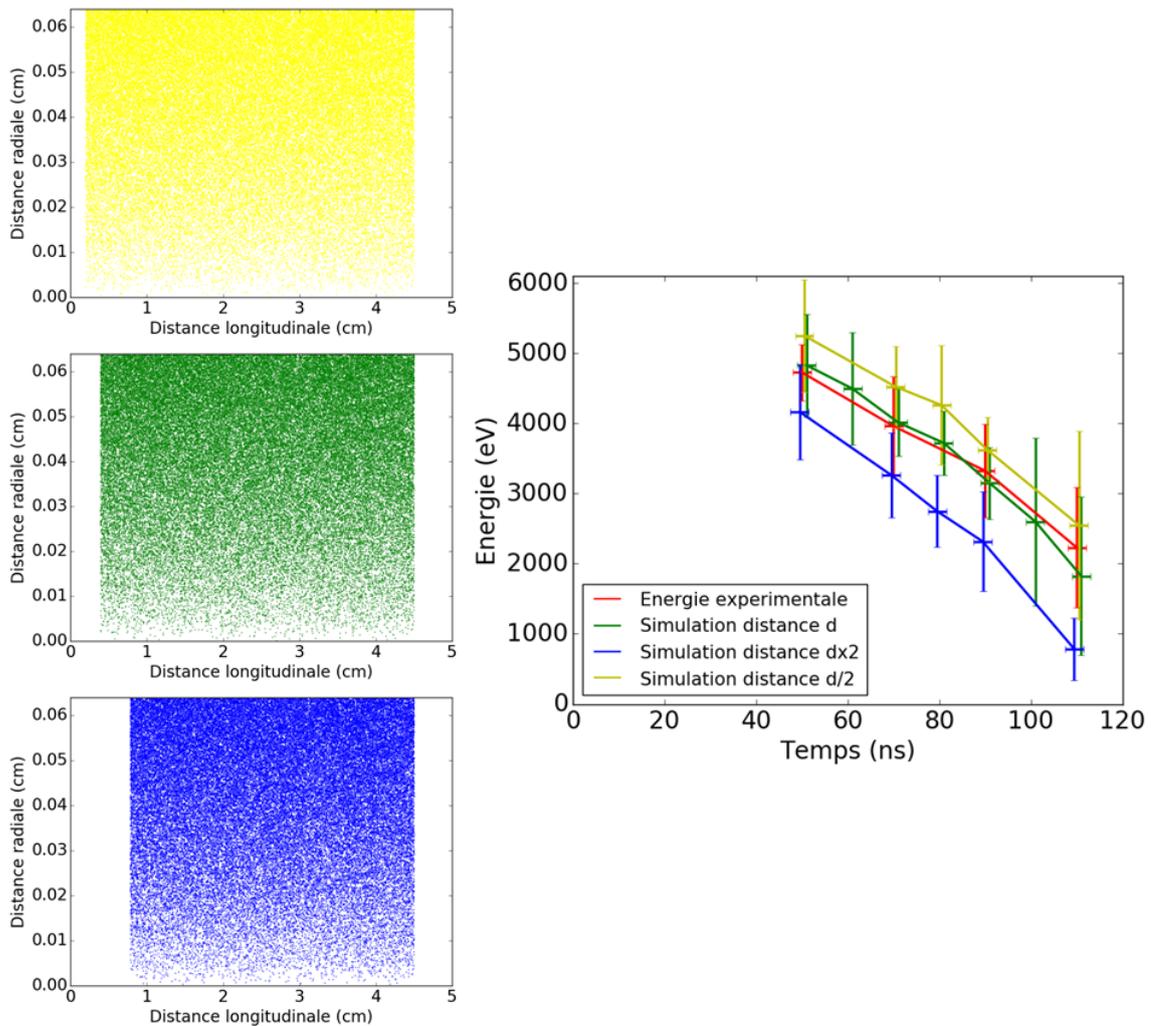


FIGURE 5.14 – Dépendance de l'énergie des électrons extraits dans la simulation en fonction des distances  $d/2$ ,  $d$  et  $d \times 2$  entre la cible et la face arrière du plasma en expansion à l'instant  $t = 110$  ns après le tir laser ( $d = 0.4$  cm). A gauche les extensions spatiales du plasma à titre illustratif. A droite les énergies des électrons dans la simulation en fonction du temps, comparées aux résultats expérimentaux.

Sur la figure 5.13(b), on peut voir que pour  $t = 100$  ns, le potentiel chute fortement entre la cible et la face arrière du plasma. On peut donc se poser la question de la dépendance des résultats des simulations avec la distance entre la cible et la face arrière du plasma. Une étude a été menée afin de valider les valeurs utilisées pour ce paramètre. En effet, la distance  $d$  est déterminée à l'aide du profil de densité de charge à un instant  $t$  donné (figure 3.27 du chapitre 3). Elle

correspond à la limite de détection des ions de basse énergie en sortie du déviateur électrostatique comme évoqué au chapitre 3, et qui se situe aux alentours de 500 eV. Les valeurs de  $d$  sont donc peut-être surestimées.

Dans les mêmes configurations de simulation et suivant le même protocole que précédemment nous faisons varier d'un facteur plus et moins deux cette distance cible-face arrière  $d$ . Nous relevons les énergies moyennes des électrons collectés sur l'anode aux différents instants de l'expansion du plasma, comme présenté sur la figure 5.14. Celle-ci montre la position des électrons suivant les axes longitudinal et radial à l'instant  $t=110$  ns, pour  $d = 0.4$  cm,  $d/2$  et  $d \times 2$ . L'énergie moyenne des électrons simulés est confrontée aux valeurs expérimentales pour différents instants après le tir laser. On constate que les valeurs de  $d$  utilisées dans les simulations précédentes sont celles qui permettent d'avoir le meilleur accord entre expérience et simulation, ce qui renforce la validité des résultats obtenus.

#### I.4.c Synthèse et prédiction de l'énergie des électrons à plus haute tension cible

La figure 5.15 montre une comparaison entre l'énergie moyenne des électrons mesurés et simulés à différents instants après le tir laser à  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V. Deux comportements distincts sont observés dans les régions I et II, identifiées au paragraphe I.1. Dans la première région correspondant au premier pic du signal de la Faraday Cup, l'énergie moyenne des électrons extraits du plasma décroît avec le temps. Cette tendance est parfaitement reproduite par les simulations PIC. Ce phénomène est dû à la dynamique d'extraction : les électrons sont émis de la face avant du plasma en expansion agissant comme une cathode en mouvement, tandis que le potentiel entre la cathode et l'anode chute lorsque la cathode se rapproche de l'anode. Dans la deuxième région du temps correspondant au second pic du signal de la Faraday Cup l'énergie moyenne des électrons est à peu près constante et inférieure à 1 keV.

Ces courbes d'énergie moyenne des électrons en fonction du temps sont homothétiques entre  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V avec un facteur global de  $5/3$  entre les deux courbes. Cela laisse supposer que les courbes d'énergie moyenne des électrons pour des tensions sur cible  $V_{tgt}$  plus élevées auront la même forme. Ainsi la figure 5.16 présente une estimation des énergies moyennes des électrons en fonction du temps pour  $V_{tgt} = -10, -20$  et  $-30$  kV. Les points ont été construits en se basant sur le rapport des énergies moyennes à  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V (respectivement en bleu et vert) à un instant donné. Au delà de  $-10$  kV on remarque que la plupart des électrons extraits auraient des énergies supérieures à 6 keV pour des instants inférieurs à 100 ns, énergie seuil à partir de laquelle il est possible d'exciter le  $^{181}\text{Ta}$ . Compte tenu de l'évolution du nombre d'électrons en fonction de la tension cible  $V_{tgt}$  présentée dans la partie V du chapitre 4 on pourrait potentiellement s'attendre à obtenir quelques  $10^{14}$  électrons de plus de 6 keV pour des tensions sur cible allant de  $V_{tgt} = -20$  à  $-30$  kV.

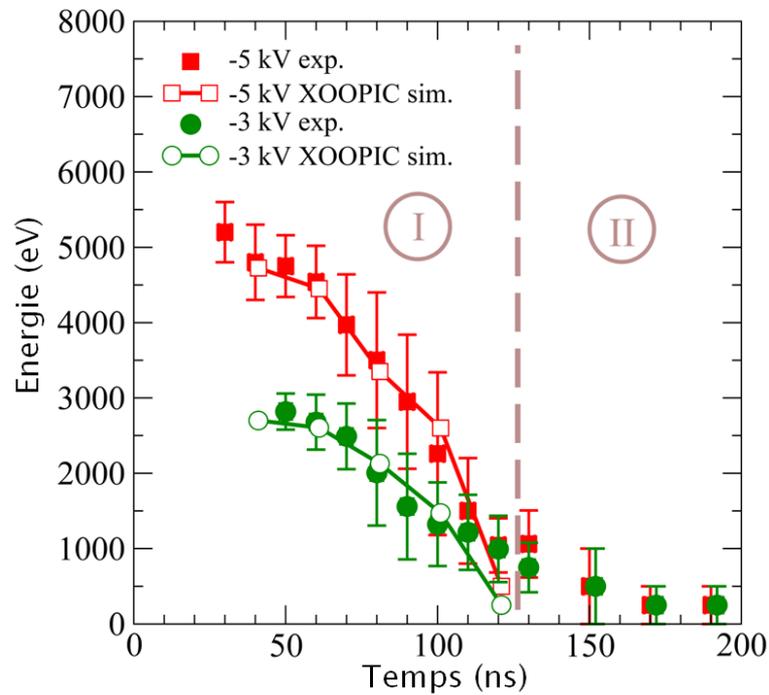


FIGURE 5.15 – Énergies moyennes mesurées et simulées des électrons extraits du front avant du plasma, en fonction du temps après le tir laser.

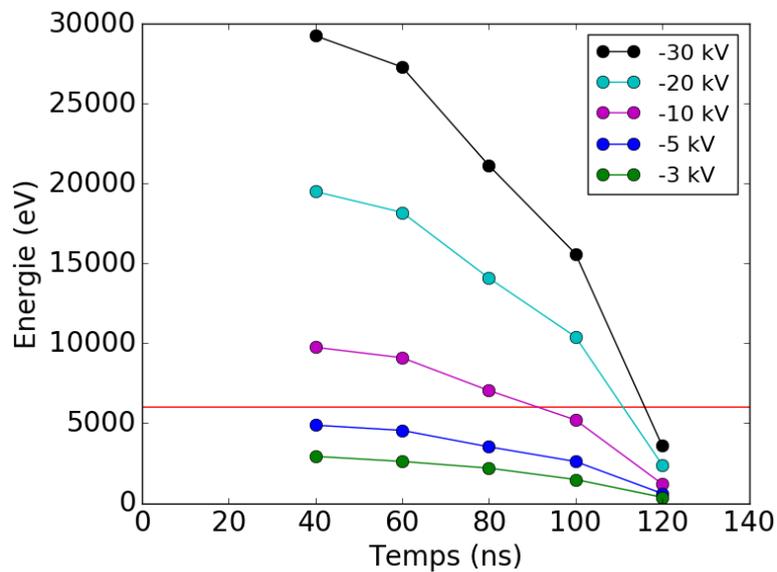


FIGURE 5.16 – Estimation des énergies moyennes des électrons extraits du front avant du plasma en fonction du temps après le tir laser pour  $V_{tgt} = -10, -20$  et  $-30$  kV.

## II Etude des distributions surfaciques et du courant des électrons extraits

Nous nous intéressons dans cette partie à l'intensité du courant associé aux électrons extraits du plasma et aux distributions surfaciques de ces électrons sur l'anode. Les simulations XOOPIIC permettront d'interpréter les résultats expérimentaux et de montrer l'importance d'un pré-plasma dans le mécanisme d'extraction des électrons. Cette caractérisation est indispensable pour le dimensionnement de l'expérience d'excitation nucléaire, afin de pouvoir tenir compte de l'inhomogénéité du faisceau sur l'anode.

### II.1 Résultats expérimentaux

#### II.1.a Symétrie du faisceau

Dans la partie I.2.c nous avons montré que l'énergie moyenne des électrons était indépendante de la distance à l'axe normal à la cible, passant par le point d'interaction du laser avec celle-ci. Nous allons ici nous intéresser dans un premier temps à la répartition des électrons suivant l'angle de rotation autour de cet axe pour une distance par rapport à cet axe donnée. Ainsi, pour deux diaphragmes en anneaux de diamètres intérieurs-extérieurs de 16-24 mm et 44-50 mm, nous allons successivement faire des mesures du nombre d'électrons extraits avec des diaphragmes supplémentaires en quart d'anneaux comme représenté sur la photographie de la figure 5.17. Sur cet exemple la surface d'entrée de la Faraday Cup correspond à un angle moyen de  $45^\circ$  dans le sens horaire, permettant la détection des électrons arrivant entre  $0$  et  $90^\circ$ . Le diaphragme sera ensuite successivement déplacé dans le sens horaire par pas de  $90^\circ$ , permettant ainsi de caractériser la répartition angulaire des électrons extraits du plasma.

La figure 5.18 montre la répartition angulaire du nombre moyen d'électrons extraits pour  $V_{tgt} = -1000, -3000$  et  $-5000$  V pour les deux anneaux 16-24 et 44-50 mm et pour les angles horaires moyens  $45, 135, 225$  et  $315^\circ$ . Le nombre d'électrons est déterminé en intégrant les signaux sur une durée de 130 ns après le tir laser. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à la dimension angulaire du diaphragme tandis que les barres d'erreurs verticales ont été déterminées en calculant un écart-type sur le nombre moyen d'électrons détectés sur 5 tirs consécutifs par configuration. On remarque que, pour chaque valeur de tension appliquée sur la cible, le nombre moyen d'électrons extraits et détectés est globalement invariant par rotation autour de l'axe de symétrie normal à la cible. Des disparités sont remarquables pour l'étude faite avec l'anneau de diamètre interne-externe de 16-24 mm mais elles sont certainement dues à la difficulté rencontrée pour placer avec précision le diaphragme en quart d'anneau du fait de sa petite taille par rapport à celui utilisé pour l'anneau de diamètre 44-50 mm. On peut néanmoins en conclure que le faisceau d'électrons extraits du plasma présente une symétrie cylindrique en première approximation.

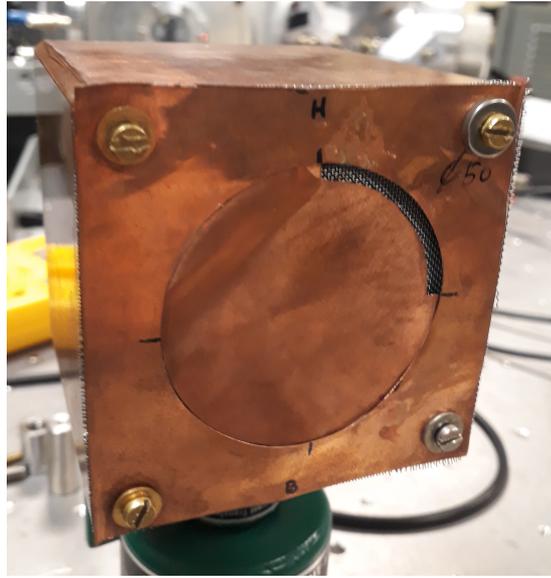


FIGURE 5.17 – Photographie de la face avant de la Faraday Cup diaphragmée en quart d’anneau. Par exemple ici le diaphragme correspond à l’anneau de diamètre interne-externe 44-50 mm et au cadran d’angle moyen  $45^\circ$ .

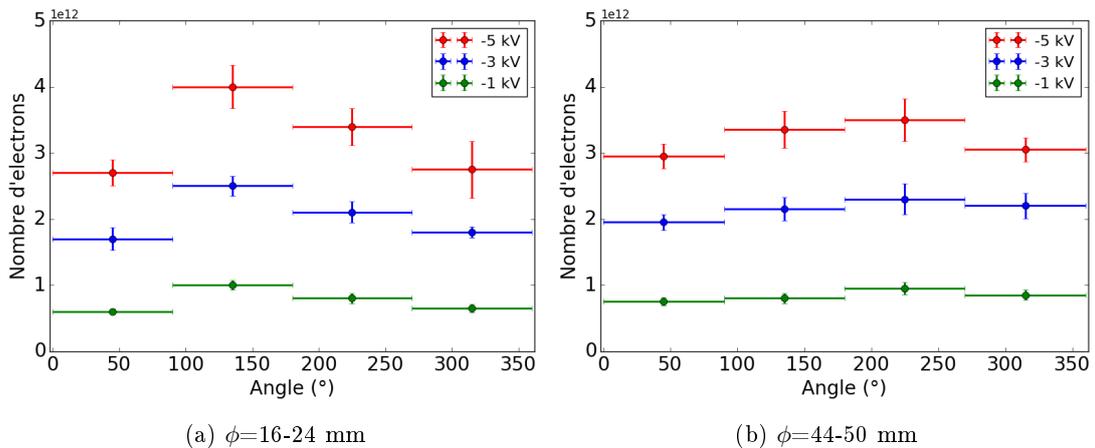


FIGURE 5.18 – Nombre d’électrons détectés en fonction de l’angle horaire moyen pour  $V_{tgt} = -5000, -3000$  et  $-1000$  V avec la Faraday Cup diaphragmée en quarts d’anneaux de diamètres internes-externes  $\phi$ .

### II.1.b Distribution surfacique des électrons de la région I

Le nombre moyen d’électrons extraits du plasma est mesuré pour  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V sur une durée comprise entre 0 et 130 ns après le tir laser pour chaque anneaux concentriques de diamètres respectifs 0-16, 16-24, 24-34, 34-44, 44-50, 50-56 mm. Les diamètres de chacun de ces anneaux correspond à des distances moyennes par rapport à l’axe de symétrie horizontal valant respectivement 4, 10, 14, 19.5, 23.5 et 26.5 mm (tableau 4.1 du chapitre 4). Le nombre d’électrons extraits obtenu pour chaque anneau est divisé par la durée d’intégration du signal

(130 ns) et par la surface de l'anneau considéré. Nous obtenons ainsi une distribution surfacique par ns en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie longitudinal normal à la cible, représentée sur la figure 5.19. On remarque que les distributions sont de la même forme pour  $V_{tgt} = -5000$  et  $-3000$  V et présentent la même inhomogénéité, le faisceau d'électrons étant plus dense proche de l'axe qu'en s'en éloignant.

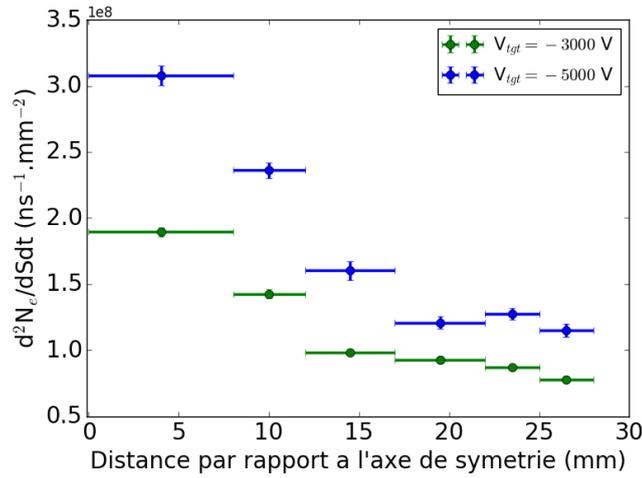


FIGURE 5.19 – Distributions surfaciques des électrons collectés par la Faraday Cup entre 0 et 130 ns en fonction de la distance à l'axe de symétrie normal à la cible, pour  $V_{tgt} = -3000$  et  $-5000$  V.

### II.1.c Evolution temporelle de la distribution surfacique des électrons extraits

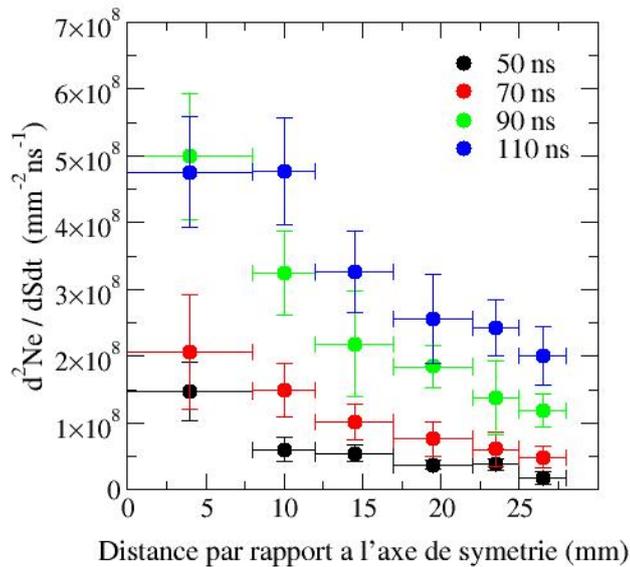


FIGURE 5.20 – Distributions surfaciques des électrons collectés par la Faraday Cup en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie horizontal aux quatre instants 50, 70, 90 et 110 ns.

Le nombre moyen d'électrons extraits du plasma est également déterminé à  $V_{tgt} = -5000$  V pour les instants 50, 70, 90 et 110 ns après le tir laser, dans chaque anneau concentrique. Ce nombre est divisé par la durée d'intégration du signal à chaque instant considéré (4 ns) et par la surface de l'anneau considéré. Nous obtenons ainsi la distribution surfacique par ns, pour chaque instant considéré, en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie, illustrée sur la figure 5.20. Nous pouvons remarquer que le nombre d'électrons par unité de surface augmente entre 50 et 110 ns, ce qui est le reflet de l'augmentation du nombre d'électrons extraits à ces mêmes durées (voir figure 5.1). La forme de la distribution surfacique est indépendante de l'instant considéré, elle est inhomogène et décroît de manière continue suivant la distance par rapport à l'axe de symétrie.

#### II.1.d Intensité du faisceau d'électrons extraits

La courbe du signal électrons exprimée en Volts de la figure 5.1 pour  $V_{tgt} = -5000$  V et  $V_{FC} = 0$  V peut être convertie en courant d'électrons arrivant sur la grille de la Faraday Cup. On divise ce signal par la valeur de la résistance interne de l'oscilloscope ( $50 \Omega$ ) et on tient compte de la transmission de la grille (37%), de la transmission des câbles (93%) et du coefficient d'atténuation de 100. La figure 5.21 représente ainsi l'intensité du courant des électrons en fonction du temps après le tir laser. Le courant mesuré sur les 130 premières ns correspondant à la durée d'extraction des électrons (région I) atteint un maximum d'environ 130 A autour de 110 ns. Le courant mesuré pour des temps plus grands (région II) correspond au courant de conduction généré par les électrons issus du condensateur de stabilisation et nous avons vu précédemment qu'il était largement sous-estimé par les mesures réalisées à l'aide de la Faraday Cup.

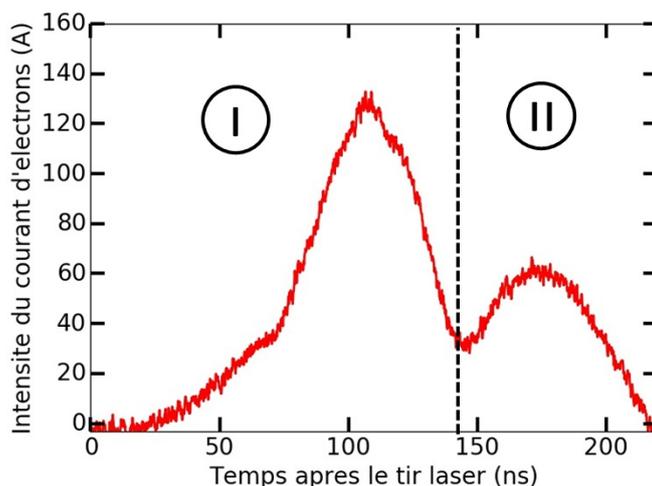


FIGURE 5.21 – Intensité du courant d'électrons mesurée en fonction du temps après le tir laser.

## II.2 Etude du régime d'extraction des électrons dans le vide : évolution de l'intensité attendue

En faisant l'hypothèse que l'extraction des électrons de la face avant du plasma s'effectue dans le vide et depuis une surface plane, nous pouvons construire un modèle présenté sur le schéma de la figure 5.22, dans le but de reproduire les intensités expérimentales. Le plasma d'aluminium se détend depuis la cible polarisée à un potentiel  $V_{tgt}(t)$  avec un demi-angle d'ouverture de  $50^\circ$ . A un instant donné  $t$ , le front avant du plasma est considéré comme un disque de rayon  $r(t)$ , soumis à un potentiel  $V_{CP}(t)$ . Ce front avant est situé à une distance  $d(t)$  de la grille (anode) de la Faraday Cup telle que  $d(t) = D - v.t$  avec  $D = 5$  cm, la distance cible-grille, et  $v=4.10^5$  m.s $^{-1}$ , la vitesse d'expansion de la face avant du plasma. La valeur de  $V_{CP}(t)$  est déduite de l'énergie moyenne  $|eV_{CP}(t)|$  des électrons détectés sur l'anode comme montré dans la partie I.4.a sur la figure 5.13(b). Cette géométrie plane a été choisie par simplicité et compte tenu de l'invariance de la forme des distributions en énergie pour tous les instants d'extraction  $t$  en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie (figures 5.6 et 5.7).

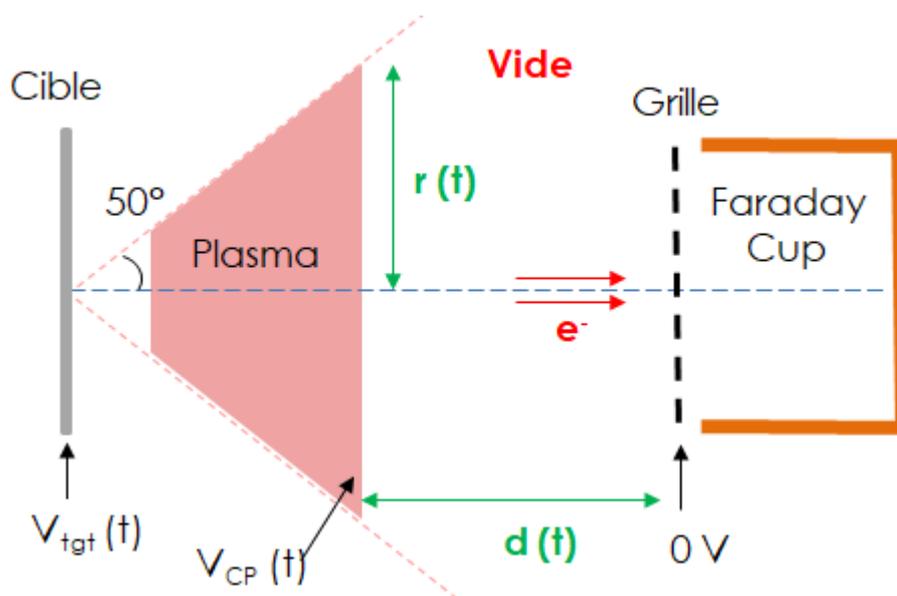


FIGURE 5.22 – Schéma du modèle de la cathode plasma utilisé pour estimer l'intensité du courant d'électrons extraits dans le vide d'après la loi de Child-Langmuir. A un instant  $t$  donné, le front avant du plasma est à une distance  $d(t)$  de l'anode (grille de la Faraday Cup) et est soumis à un potentiel  $V_{CP}(t)$ .

D'après la loi de Child-Langmuir à une dimension (1D), la densité surfacique maximale de courant d'électrons extraits dans le vide  $J_{1D}(t)$  en régime permanent est donnée par la relation [83, 68, 69] :

$$J_{1D}(t) = \frac{4}{9} \frac{\epsilon_0}{d^2(t)} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \times V_{CP}^{\frac{3}{2}}(t) \quad (5.13)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $e$  la charge électrique élémentaire et  $m_e$  la masse d'un électron. Cette loi est obtenue dans le cas d'une extraction de

particules chargées d'une cathode plane infinie, et n'est donc valable que dans les derniers instants de l'extraction des électrons, lorsque le rayon  $r(t)$  de la cathode plasma est suffisamment grand devant la distance  $d(t)$  séparant la cathode et l'anode. Aux premiers instants de l'expansion du plasma, le rapport  $\frac{r(t)}{d(t)}$  est faible, il est alors nécessaire de prendre en compte dans cette loi une correction due aux effets à deux dimensions (2D). Ainsi, d'après les travaux de Y. Y. Lau [111] et dans le cas d'une cathode circulaire plane, la densité surfacique de courant d'électrons extraits  $J_{2D}(t)$  dans un modèle 2D tel que  $\frac{r(t)}{d(t)} > 0.5$  est donnée par la relation :

$$\frac{J_{2D}(t)}{J_{1D}(t)} \cong 1 + \frac{d(t)}{4r(t)} \quad (5.14)$$

On en déduit l'expression du courant d'électrons extraits de la cathode plasma  $I_{CP}(t)$  dans le modèle 2D :

$$I_{CP}(t) = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \times \frac{V_{CP}^{\frac{3}{2}}(t)}{d^2(t)} \times \pi r^2(t) \times \left(1 + \frac{d(t)}{4r(t)}\right) \quad (5.15)$$

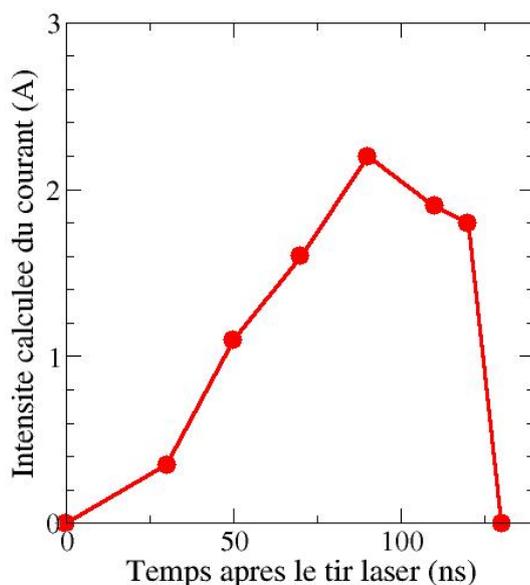


FIGURE 5.23 – Intensité du courant d'électrons extraits dans le vide en fonction du temps, calculée à partir de la loi de Child-Langmuir à deux dimensions.

A l'aide de ce modèle et compte tenu des valeurs de  $V_{CP}(t)$ ,  $d(t)$  et  $r(t)$ , il est possible de prédire l'intensité du courant d'électrons extraits dans le vide à différents instants. Les résultats sont présentés sur la figure 5.23. La forme de l'évolution de  $I_{CP}$  en fonction du temps est similaire à celle observée expérimentalement sur la figure 5.21, avec un maximum de courant autour de 100 ns après le tir laser. Cependant les valeurs absolues de l'intensité du courant sont très largement inférieures dans le cas du modèle prédictif d'extraction dans le vide. En effet l'intensité maximale du courant d'électrons atteignant la Faraday Cup est d'environ 2 A contre 130 A mesurées. Cette faible intensité maximale est due

aux effets de charge d'espace empêchant l'extraction simultanée d'un trop grand nombre de charges suivant les conditions de l'expérience [83].

Pour expliquer la valeur élevée de l'intensité mesurée, un champ électrique extracteur additionnel est nécessaire. Un pré-plasma chargé positivement situé à l'avant de la cathode plasma peut produire un tel champ.

### II.3 Etude de l'effet d'un pré-plasma sur le mécanisme d'extraction des électrons

L'étude numérique mettant en évidence la création d'une cathode virtuelle dans le vide à l'intérieur de la Faraday Cup (partie II.4.c du chapitre 4) a été reprise en ajoutant un pré-plasma positif constitué de protons avec une densité de l'ordre de quelques  $\text{nC.cm}^{-3}$  dans la Faraday Cup. L'énergie du faisceau d'électrons a été fixée à 750 eV tandis que la géométrie utilisée, le maillage et le pas de temps de calcul restent inchangés. La figure 5.24 présente l'évolution de l'intensité du courant d'électrons mesurée en fonction de l'intensité du courant appliquée à l'entrée de la Faraday Cup. Cette évolution est quasi linéaire jusqu'à une valeur d'environ 50 A, au delà de laquelle le faisceau d'électrons éclate, entraînant une baisse de l'intensité du courant mesuré. Le phénomène de cathode virtuelle apparaît donc ici pour une valeur de l'intensité du courant appliquée de l'ordre de 50 A avec un faisceau d'électrons de 750 eV, tandis que l'étude réalisée dans le vide montrait qu'un faisceau d'électrons de 4 keV formait une cathode virtuelle dès une intensité de quelques Ampères. La présence d'un pré-plasma positif permet donc d'augmenter l'intensité transportée d'un faisceau d'électrons, même pour des densités de plasma relativement faibles, de l'ordre de  $10^{16}$  protons. $\text{m}^{-3}$ . Nous allons dans un premier temps rechercher la présence de ce pré-plasma sur les signaux de la Faraday Cup.

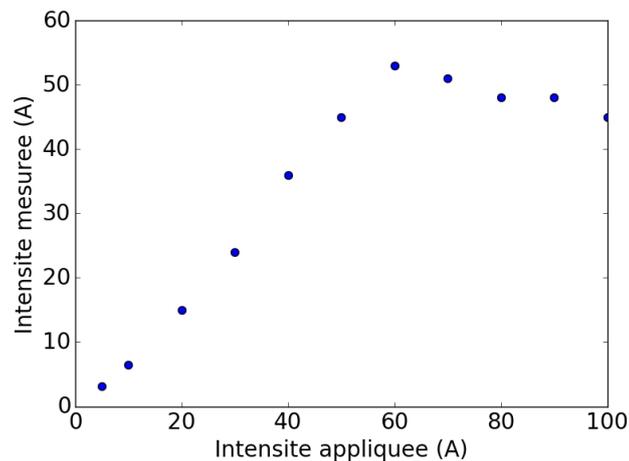


FIGURE 5.24 – Intensité du courant d'électrons incidents dans la Faraday Cup en fonction de l'intensité du courant appliquée, en présence d'un pré-plasma de protons de densité de l'ordre de quelques  $\text{nC.cm}^{-3}$  dans la Faraday Cup.

### II.3.a Caractérisation expérimentale du pré-plasma

Lors d'un tir laser avec une tension sur cible  $V_{tgt} = 0$  V et une tension sur la Faraday Cup  $V_{FC} = -6$  kV l'ensemble des électrons du plasma est repoussé de l'intérieur de la Faraday Cup qui n'est alors sensible qu'aux charges positives. Dans cette configuration on observe un signal positif de faible amplitude atteignant la Faraday Cup avant le front avant du plasma, comme illustré sur la figure 5.25 dans le cas d'un tir laser typique. L'origine de ce signal est probablement due aux éléments légers présents sur la cible au moment de l'impact laser : ions  $H^+$  et ions carbonés ou oxygènes provenant d'eau, de matière organique et d'oxyde d'aluminium [112].

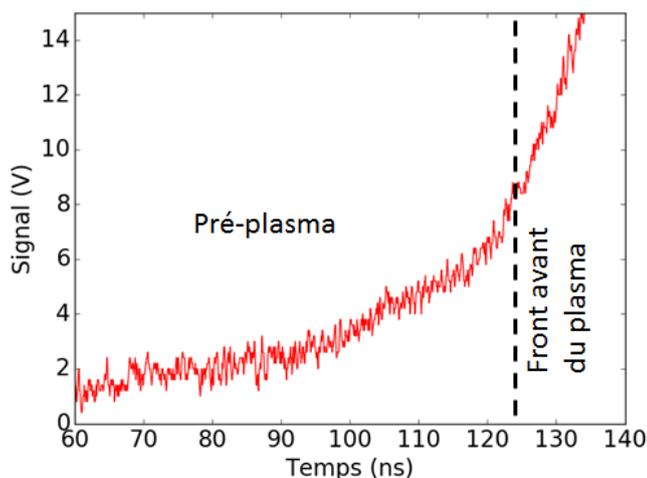


FIGURE 5.25 – Signal de la Faraday Cup sommé sur l'ensemble des anneaux en fonction du temps après le tir laser pour  $V_{tgt} = 0$  V et  $V_{FC} = -6$  kV.

A chaque instant  $t$  ce pré-plasma peut être exprimé en densité volumique de charges dont l'ordre de grandeur  $n_Q(t)$  est déduit des relations de l'électrocinétique :

$$n_Q(t) \simeq \frac{I(t)}{S_{FC} \cdot v(t)} = \frac{I(t) \cdot t}{S_{FC} \cdot D} \quad (5.16)$$

avec  $I(t)$  l'intensité du courant mesurée à un instant  $t$ ,  $v(t)$  la vitesse des ions arrivant sur l'anode à l'instant  $t$ ,  $S_{FC}$  la surface d'entrée de la Faraday Cup et  $D$  la distance entre la cible et l'entrée de la Faraday Cup. La densité de charge  $n_Q(t)$  obtenue, moyennée sur 10 tirs pour diminuer les fluctuations du signal, est tracée en fonction du temps après le tir laser sur la figure 5.26.

En intégrant les signaux acquis dans chaque diaphragme en anneau de la Faraday Cup, une densité de charge moyenne peut être obtenue en fonction de la distance  $\bar{R}$  par rapport à l'axe de symétrie normal à la cible. Cette distance peut être convertie en angle polaire  $\theta$  via la relation :

$$\theta = \arctan\left(\frac{\bar{R}}{D}\right) \quad (5.17)$$

La figure 5.27 représente ainsi la densité volumique de charge  $n_Q(\theta)$  en fonction de l'angle polaire d'émission  $\theta$  du pré-plasma. La densité est anisotrope et décroît en fonction de l'angle polaire. Le pré-plasma est donc plus dense le long de l'axe de symétrie. La courbe d'ajustement des points expérimentaux présentée correspond à un polynôme trigonométrique du second ordre dont l'expression est [9, 88, 89] :

$$n_Q(\theta) = n_Q(0) \times (1 - 0.452 \sin(\theta) - 0.875 \sin^2(\theta)) \quad (5.18)$$

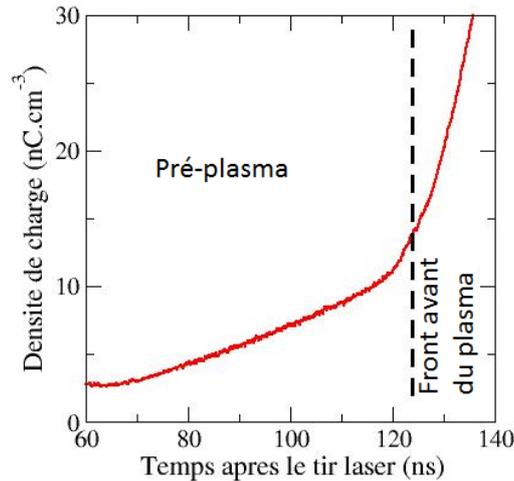


FIGURE 5.26 – Densité de charge positive atteignant l'anode en fonction du temps après le tir laser pour  $V_{tgt} = 0$  V et  $V_{FC} = -6$  kV. Celle-ci augmente d'environ un facteur 3 entre  $t = 70$  ns et  $t = 110$  ns.

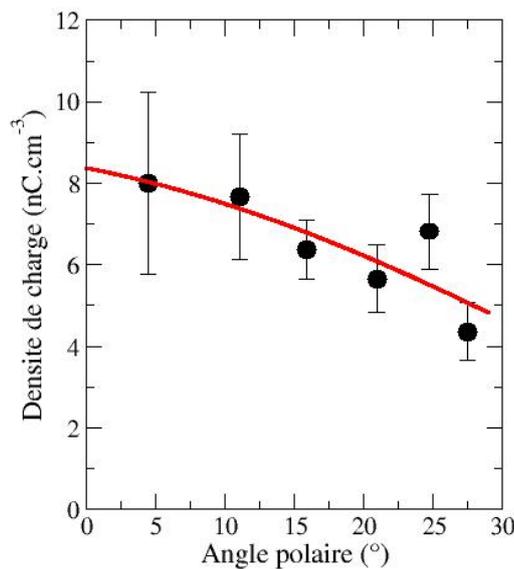


FIGURE 5.27 – Densité moyenne de charge du pré-plasma atteignant l'anode entre 45 et 100 ns après le tir laser en fonction de l'angle polaire d'émission du pré-plasma.

On remarque que la densité volumique de charge est de l'ordre du  $\text{nC.cm}^{-3}$  : nous allons maintenant vérifier si ce pré-plasma est suffisant pour expliquer l'extraction d'électrons avec un courant de 130 A et l'inhomogénéité de la distribution surfacique.

### II.3.b Etude de l'origine du pré-plasma

D'après les figures 3.27 et 3.28 du chapitre 3, la densité volumique d'électrons en face avant du plasma est plus faible qu'au centre du plasma et peut descendre en dessous  $10^{16} \text{ e}^-.\text{m}^{-3}$ , ce qui correspond à l'ordre de grandeur du  $\text{nC.cm}^{-3}$  observé pour le pré-plasma. Les résultats d'une simulation de cette partie du plasma juste après le tir laser, pour deux densités différentes et avec une tension sur cible de  $V_{tgt} = -5000 \text{ V}$ , sont présentés sur la figure 5.28. Le plasma simulé a une extension longitudinale et radiale de respectivement 0.5 et 1 cm et il est constitué d'ions oxygène chargés 1+ et d'électrons dont la température est fixée à 1 eV.

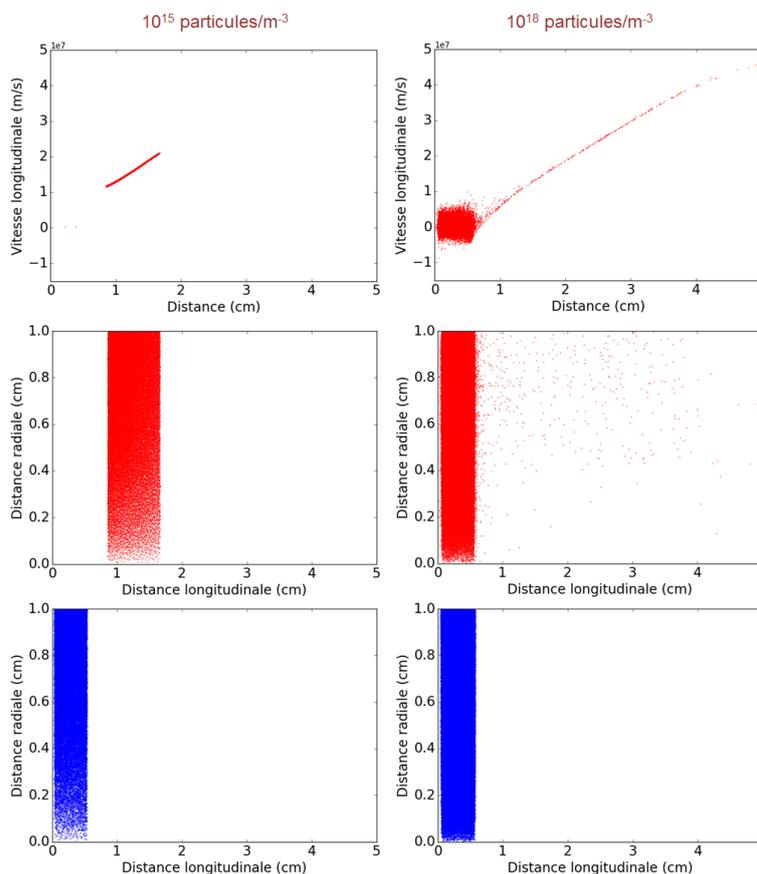


FIGURE 5.28 – Simulation de l'extraction volumique des électrons (en rouge) du pré-plasma positif (en bleu) à l'instant 10 ns après le tir laser pour une densité de  $10^{15} \text{ particules/m}^{-3}$  sur la colonne de gauche et une densité de  $10^{18} \text{ particules/m}^{-3}$  sur la colonne de droite.

Sur la colonne de gauche de la figure, pour une densité de  $10^{15} \text{ e}^-.\text{m}^{-3}$  et donc une longueur de Debye de  $236 \mu\text{m}$ , sont représentées la vitesse longitudinale des

électrons et la position radiale des électrons (en rouge) et des ions (en bleu) en fonction de leur position longitudinale. Les mêmes résultats sont présentés sur la colonne de droite mais avec une densité de  $10^{18} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$ , soit une longueur de Debye de  $7 \mu\text{m}$ . On peut remarquer que l'extraction des électrons se fait de la surface avant du plasma. Avec une densité de  $10^{18} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$  les électrons au sein du plasma ne sont pas affectés par le champ extracteur car ce dernier est écranté sur une distance supérieure à quelques longueurs de Debye, soit quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ , du fait de la densité du plasma. Sur la colonne de gauche on observe une mise en mouvement de l'ensemble des électrons du plasma sous l'effet du champ extracteur. Celui-ci n'est donc pas écranté au sein du plasma sur quelques mm d'épaisseur du fait de la faible densité, et l'extraction des électrons a lieu sur tout le volume du plasma. Des simulations complémentaires montrent que la densité critique à partir de laquelle on passe du régime d'extraction volumique à surfacique est de l'ordre de quelques  $10^{15} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$ . C'est probablement l'origine du pré-plasma positif observé. Comme la quantité de charge est très faible, la Faraday Cup n'est pas suffisamment sensible pour mettre en évidence ces électrons extraits dans une première phase d'expansion du plasma. En effet, en considérant un cône de volume de l'ordre de  $30 \text{ cm}^3$  entre le point d'impact du laser sur la cible et l'anode, rempli d'un pré-plasma positif dont la densité volumique de charge est de l'ordre du  $\text{nC} \cdot \text{cm}^{-3}$ , cela signifie que quelques  $10^{11}$  électrons sont extraits pour former le pré-plasma. Si on émet l'hypothèse que l'extraction volumique de ces électrons s'est effectuée sur  $50 \text{ ns}$ , le courant correspondant arrivant sur la Faraday Cup est de l'ordre de  $200 \text{ mA}$ , une valeur très faible en comparaison des valeurs de courants détectés (figure 5.21).

### II.3.c Etude numérique des effets du pré-plasma sur le régime d'extraction des électrons

Afin d'étudier les effets du pré-plasma positif et de son caractère anisotrope sur le mécanisme d'extraction des électrons du plasma, des simulations XOOPIIC ont été réalisées en géométrie 2D3V en suivant le modèle représenté sur le schéma de la figure 5.29. Ce modèle est basé sur celui présenté précédemment sur la figure 5.22. A la place du vide, l'espace entre la cathode plasma placée à un potentiel  $V_{CP}(t)$  (paroi de gauche de la boîte de simulation) et l'anode (paroi de droite) est rempli d'un pré-plasma composé arbitrairement de protons avec un demi-angle d'ouverture de  $45/50^\circ$ . Ce pré-plasma présente une densité  $n_Q(\theta)$  qui dépend de l'angle polaire  $\theta$  suivant la relation donnée par l'équation 5.18. Le pas de temps de calcul est fixé à  $10 \text{ ps}$  tandis que la taille horizontale-verticale  $\Delta x \times \Delta y$  des cellules varie de  $\Delta x \times \Delta y = 0.2 \times 0.3 \text{ mm}^2$  à l'instant  $t = 30 \text{ ns}$  à  $\Delta x \times \Delta y = 0.1 \times 0.3 \text{ mm}^2$  à  $t = 110 \text{ ns}$ .

La figure 5.30 représente la géométrie de la simulation à l'instant  $t = 70 \text{ ns}$  avec le pré-plasma anisotrope (figure du haut) et le faisceau d'électrons émis de la cathode plasma (figure du bas). L'intérieur de la Faraday Cup n'a été simulé que sur une profondeur d'environ  $1 \text{ cm}$  pour des raisons pratiques mais cela n'a pas d'incidence sur les résultats. Un diagnostic est placé sur la grille de la Faraday Cup afin de mesurer le nombre d'électrons incident et de déterminer leur densité surfacique en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie.

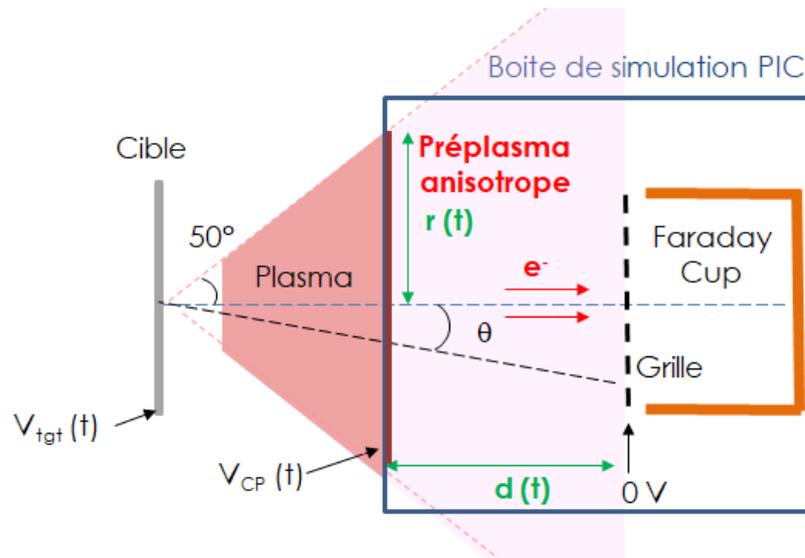


FIGURE 5.29 – Schéma du modèle utilisé pour étudier les effets du pré-plasma sur l'extraction des électrons. A un instant  $t$  donné, le front avant du plasma est à une distance  $d(t)$  de l'anode (grille de la Faraday Cup) et est soumis à un potentiel  $V_{CP}(t)$ . Un pré-plasma remplit l'espace entre la cathode plasma et la grille avec une densité de charge anisotrope  $n_Q(\theta)$  qui dépend de l'angle polaire d'émission  $\theta$ .

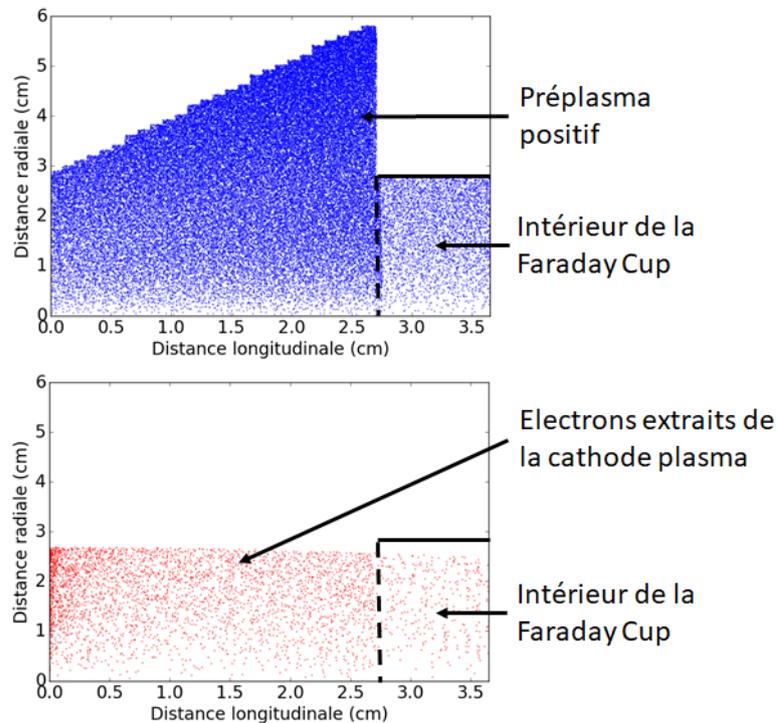


FIGURE 5.30 – Simulation d'un faisceau d'électrons extraits (en rouge) avec un pré-plasma positif (en bleu) présent devant la face avant du plasma.

Le résultat des simulations est présenté à l'instant  $t = 30$  ns sur la figure 5.31. Pour une densité volumique de charge  $n_Q(0)$  du pré-plasma fixée dans l'équation

5.18 ( $0.2, 0.5$  et  $1.5 \text{ nC.cm}^{-3}$ ), l'intensité du courant des électrons atteignant la grille de la Faraday Cup croît en fonction de l'intensité du courant d'électrons sortant de la cathode plasma jusqu'à une valeur maximale. Au delà de cette valeur la densité d'électrons est si grande qu'il y a formation d'une cathode virtuelle : le champ électrique accélérateur devient nul du fait des effets de charge d'espace. La valeur d'intensité maximale des électrons extraits atteignant la Faraday Cup croît lorsque la densité volumique de charge du pré-plasma augmente, passant ainsi de  $2 \text{ A}$  pour  $n_Q(0) = 0.2 \text{ nC.cm}^{-3}$  à  $45 \text{ A}$  pour  $n_Q(0) = 1.5 \text{ nC.cm}^{-3}$ .

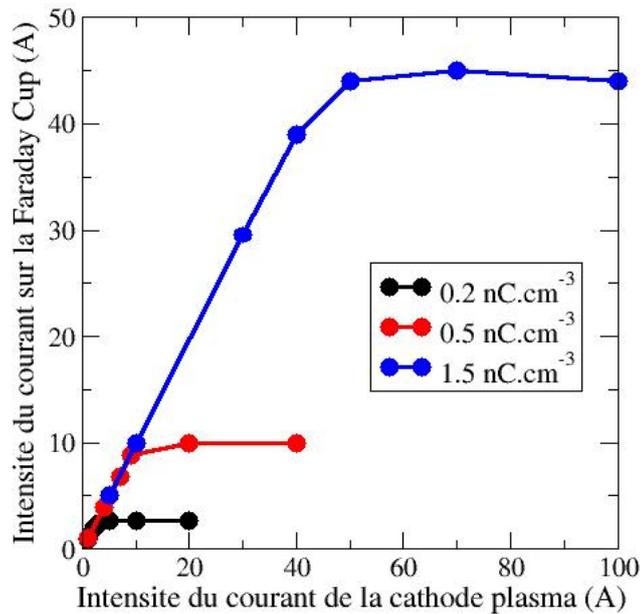


FIGURE 5.31 – Dépendance de l'intensité du courant d'électrons extraits dans la simulation XOOPIC et atteignant la Faraday Cup en fonction de l'intensité du courant d'électrons extraits de la cathode plasma pour trois différentes densités de charge du pré-plasma.

Cette étude numérique sur le pré-plasma va permettre de confronter les résultats du modèle avec les résultats expérimentaux dans la partie suivante, et ainsi de mettre en évidence le rôle du pré-plasma dans le mécanisme d'extraction des électrons.

### II.3.d Confrontation des résultats des simulations avec les résultats expérimentaux

#### Comparaison des courants d'extraction expérimentaux et simulés

La figure 5.32 représente, pour trois différents instants, l'intensité du courant des électrons extraits déterminée à l'aide des simulations en fonction de la densité volumique de charge du pré-plasma. Les courbes bleues en traits pleins représentent les valeurs obtenues avec les simulations XOOPIC, tandis que les lignes bleues en pointillés représentent la limite dans le vide calculée avec la loi de Child-Langmuir 2D. Les lignes horizontales rouges représentent le courant

mesuré expérimentalement avec la Faraday Cup. Les lignes verticales rouges représentent la densité de charge positive  $n_Q(\theta = 0)$  du pré-plasma nécessaire dans la simulation XOOPIIC pour obtenir les valeurs de courant expérimentales arrivant sur la Faraday Cup. Les densités volumiques de charge ainsi trouvées pour expliquer les intensités expérimentales allant de quelques dizaines à une centaine d'Ampères sont de l'ordre du  $\text{nC.cm}^{-3}$ , ce qui est en accord avec les valeurs mesurées présentées sur la figure 5.26. Par ailleurs lorsqu'on passe de  $t=70$  ns à  $t=110$  ns, la simulation indique une augmentation de la densité de charge positive du pré-plasma de l'ordre d'un facteur trois. Ce facteur est en accord avec celui déterminé expérimentalement, comme illustré sur la figure 5.26.

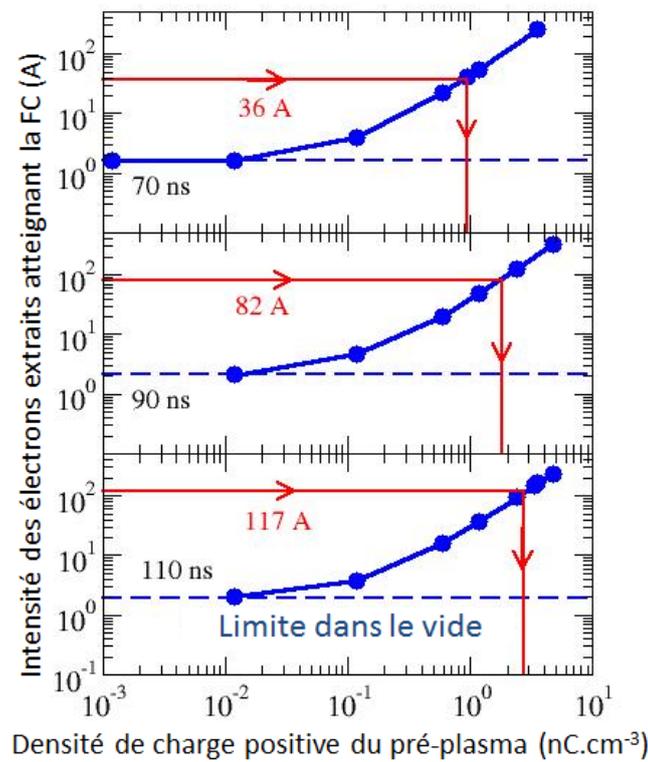


FIGURE 5.32 – Dépendance de l'intensité maximale du courant d'électrons extraits atteignant la Faraday Cup en fonction de la densité de charge du pré-plasma  $n_Q(\theta = 0)$  déterminée au moyen des simulations pour trois différents instants après le tir laser.

### Comparaison des distributions surfaciques expérimentales et simulées

La figure 5.33 présente les distributions surfaciques obtenues avec les simulations XOOPIIC et reprend, pour trois instants donnés, les distributions surfaciques présentées sur la figure 5.20 en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie normal à la cible pour les densités volumiques de charge déterminées précédemment comme sur la figure 5.32. Les résultats des simulations sont en très bon accord avec les données expérimentales. Pour un angle d'émission faible la densité volumique de charge du pré-plasma est plus grande, générant ainsi un champ électrique extracteur longitudinal plus fort et donc une intensité

d'extraction des électrons du plasma plus importante.

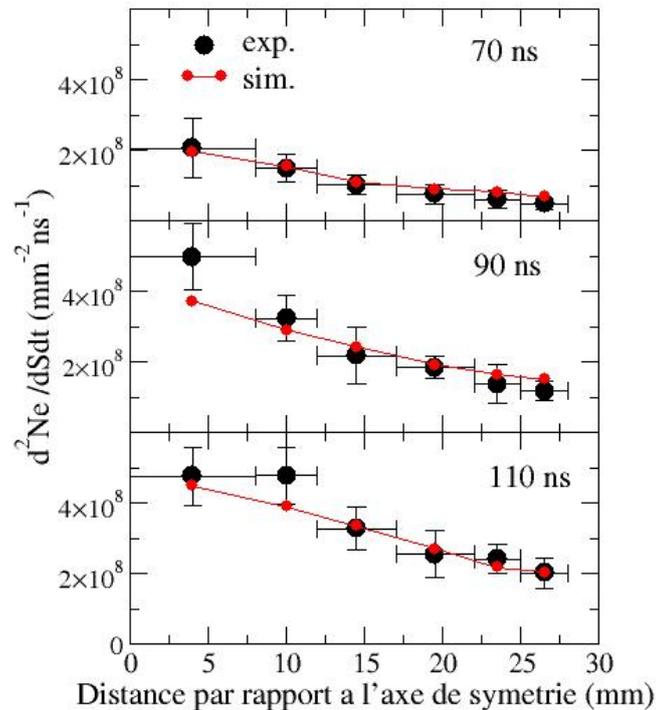


FIGURE 5.33 – Distributions surfaciques des électrons collectés par la Faraday Cup (en noir) et distributions surfaciques obtenues par simulation XOOPIE (en rouge) en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie horizontal, pour trois différents instants après le tir laser.

## Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les distributions en énergie des électrons extraits du plasma ont été caractérisées expérimentalement. L'énergie moyenne des électrons décroît de manière continue avec le temps après le tir laser, depuis une valeur maximale proche de la valeur de la tension appliquée sur la cible jusqu'à environ 1 keV. Les simulations PIC effectuées corroborent le comportement observé pour les électrons extraits du plasma. Ces simulations montrent que les électrons sont extraits de la face avant du plasma en mouvement, qui agit comme une cathode, tout au long de l'expansion du plasma depuis la cible jusqu'à l'anode [113]. L'énergie moyenne de ces électrons décroît lors de l'expansion du plasma du fait d'une chute de potentiel entre la cible et la face arrière du plasma.

L'étude de la géométrie du faisceau a mis en évidence sa symétrie cylindrique. Les distributions surfaciques montrent que l'intensité du faisceau décroît lorsque la distance par rapport à l'axe de symétrie longitudinal augmente, quel que soit l'instant d'extraction après le tir laser. Les simulations XOOPIE montrent qu'un pré-plasma est requis pour interpréter la très grande intensité du faisceau observée, environ une centaine d'Ampères crête, ainsi que la forme des distributions surfaciques mesurées.



# Conclusion et perspectives

Dans ce travail de thèse nous avons présenté le développement d'un faisceau d'électrons intense et bref réalisé dans le but de mesurer un taux d'excitation nucléaire par diffusion ( $e, e'$ ) à basse énergie sur le  $^{181}\text{Ta}$ . En effet, les études théoriques donnent des sections efficaces ( $e, e'$ ) en désaccord de plusieurs ordres de grandeur suivant les modèles. Un premier dimensionnement montre qu'il est nécessaire d'avoir au moins quelques  $10^{17}$  électrons à des énergies de quelques dizaines de keV incidents sur une cible de  $^{181}\text{Ta}$  pour avoir un taux d'excitation suffisamment important. Un faisceau d'électrons délivrant environ  $10^{14}$  électrons pendant une quarantaine d'heures à une fréquence de 0.1 Hz serait pertinent pour effectuer cette mesure. Le principe de la source d'électrons développée est basé sur l'extraction des électrons d'un plasma produit par une impulsion laser en régime nanoseconde. La thèse s'est déroulée en trois phases correspondant aux principales étapes de développement du faisceau d'électrons.

Dans un premier temps, la dynamique d'expansion d'un plasma d'aluminium produit par laser à  $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$  a été caractérisée. L'enjeu était de déterminer le profil longitudinal du plasma à un instant donné, de mesurer le nombre d'électrons libérés en son sein et d'étudier les états de charges gelés des ions du plasma. Pour cela, une étude expérimentale détaillée du fonctionnement des collecteurs de charges utilisés pour cette étude a été menée. Celle-ci a permis de déterminer l'origine du signal dans le collecteur. Celui-ci est généré quand les particules chargées pénètrent dans le cylindre interne des collecteurs. Des simulations numériques effectuées avec le code XOOPIIC ont permis de comprendre et de valider les résultats expérimentaux concernant l'évolution de la tension à appliquer sur la partie interne des collecteurs pour obtenir la séparation des charges, en fonction de la densité du plasma.

A l'aide de ces collecteurs de charges et de données mesurées lors d'une étude précédente avec un déviateur électrostatique, nous avons déterminé les densités d'ions et d'électrons dans le plasma en fonction de la distance à la cible au cours de la détente du plasma. Ces profils de densité sont valables quelle que soit la distance à la cible car nous avons montré que les processus de recombinaison les affectent peu. Ces processus sont présents à des distances inférieures à environ 10 cm de la cible et compte tenu des temps de vol des ions, ce sont les ions dont les énergies sont inférieures à 11 keV qui sont affectés par ces effets. Par ailleurs  $2 \times 10^{15}$  électrons libres ont été mesurés au sein du plasma.

Dans un deuxième temps, une première caractérisation de la source d'électrons extraits du plasma a été effectuée lorsque le plasma est soumis à un potentiel électrique lors de son expansion. Les électrons sont extraits grâce à une différence de potentiel appliquée entre la cible et l'anode et sont détectés par une Faraday Cup. La présence de deux contributions différentes dans le signal électron reçu par la Faraday Cup a été observée. Une première composante est détectée entre 50 et 130 ns après le tir laser, qui correspond aux électrons extraits du plasma en expansion. Tandis qu'une deuxième contribution suivant la première, détectée jusqu'à 220 ns et d'énergie inférieure à 1 keV, correspond à une petite fraction des électrons de conduction issus du condensateur de stabilisation de la tension appliquée à la cible. Une étude menée avec la bobine de Rogowski confirme ces conclusions.

Par ailleurs, une mesure de l'évolution de ce nombre d'électrons en fonction de la valeur de la tension cible montre une nette augmentation de la quantité d'électrons extraits lorsque la valeur absolue du potentiel de la cible augmente. Un diviseur de tension a été mis au point pour mesurer l'évolution du potentiel de la cible au cours du temps. Un travail a été réalisé pour stabiliser ce potentiel sur un temps suffisamment long (entre 90 ns et 100 ns) afin de pouvoir le considérer comme presque constant lors de la détente du plasma. Environ  $3 \times 10^{13}$  électrons par tir laser sont ainsi disponibles sur une durée inférieure à 130 ns lorsque le potentiel de la cible est initialement de  $-6000$  V. Cette quantité d'électrons extraits correspond à environ 1 % des électrons disponibles dans le plasma.

Enfin, les distributions en énergie des électrons extraits du plasma ont été caractérisées expérimentalement. L'énergie moyenne des électrons extraits du plasma dans les 130 ns suivant le tir laser décroît de manière continue avec le temps, depuis une valeur maximale proche de la valeur de la tension appliquée sur la cible jusqu'à environ 1 keV. Les simulations PIC effectuées corroborent le comportement observé pour les électrons extraits du plasma. Ces simulations montrent que les électrons sont extraits de la face avant du plasma en mouvement, qui agit comme une cathode, tout au long de l'expansion du plasma depuis la cible jusqu'à l'anode. L'énergie moyenne de ces électrons décroît lors de l'expansion du plasma du fait d'une chute de potentiel entre la cible et la face arrière du plasma.

L'étude des distributions surfaciques du faisceau à l'anode en fonction du temps a mis en évidence sa symétrie cylindrique. Les distributions surfaciques montrent que l'intensité du faisceau décroît lorsque la distance par rapport à l'axe de symétrie longitudinal augmente, quel que soit l'instant d'extraction après le tir laser. Les simulations XOOPIIC ont montré qu'un pré-plasma est requis pour interpréter la très grande intensité du faisceau observée, environ une centaine d'Ampères crête, ainsi que la forme des distributions surfaciques mesurées.

Dans le cadre d'une collaboration avec des physiciens du CEA-Cesta, le dispositif a été modifié à l'été 2017 pour monter en tension et atteindre plusieurs dizaines de kV en vue d'une mesure pionnière de taux d'excitation ( $e, e'$ ) sur des noyaux de  $^{181}\text{Ta}$ . Les premiers tests ont été menés en novembre 2017 avec une tension de polarisation du plasma à  $-10$  kV permettant d'extraire pour la

première fois près de  $10^{13}$  électrons de plus de 6 keV d'intérêt pour l'excitation du  $^{181}\text{Ta}$  par diffusion ( $e, e'$ ). La montée en tension est appliquée de manière très progressive, les puissances en jeu étant très importantes. Ainsi, en avril 2018, des électrons ont été extraits avec une tension de  $-20$  kV et une puissance crête de 2 MW a été atteinte. Dans cette configuration, plus de  $6 \times 10^{13}$  électrons de plus de 6 keV ont été mesurés avec la Faraday Cup, et les caractéristiques énergétiques et surfaciques sont équivalentes à celles présentées dans ce travail de thèse. Les courants de décharge des condensateurs de stabilisation étant de l'ordre du kA, des problèmes de compatibilité électromagnétique sont encore à résoudre.

Les distributions en énergie des électrons obtenues à  $-20$  kV ont été récemment implémentées dans le code de calcul Monte-Carlo GEANT4. En considérant les sections efficaces calculées par G. Gosselin et al. [14, 31] (figure 1.6), on estime dans un travail préliminaire à 4500 le nombre de noyaux excités par diffusion ( $e, e'$ ) pour environ 14 000 tirs laser ; 80 % des noyaux étant excités dans les 200 premiers nm d'une cible de  $^{181}\text{Ta}$  qui serait alors considérée comme une anode. Les travaux de dimensionnement vont se poursuivre compte tenu des différents modèles présentés au chapitre 1 et des distributions en énergie qui seront mesurées prochainement à plus haute tension.

Enfin, outre son application à une problématique de physique nucléaire fondamentale, la source d'électrons pourrait présenter d'autres intérêts avec notamment l'étude du comportement de scintillateurs soumis à de très forts dépôts d'énergie contrôlés [114], le traitement de surface *via* l'application simultanée du plasma et des électrons sur un matériau et éventuellement des problématiques d'irradiation cellulaire une fois le faisceau d'électrons converti en rayons X par rayonnement de freinage.



# Bibliographie

- [1] Plasma Physics : Basic Theory with Fusion Applications, by Masashiro Wakatani and Kyōji Nishikawa, Ed. Springer, 1994, ISBN : 354065285X, Page 11.
- [2] G. Gosselin, P. Mohr, V. Méot, P. Morel, Astrophysics, Prof. Ibrahim Kucuk (Ed.), InTech (2012), ISBN : 978-953-51-0473-5.
- [3] N. Klay et al., Phys. Rev. C, 44 (1991), 2838.
- [4] G. Bélier et al., Integral cross section measurement of the  $^{235}\text{U}(n, n')^{235m}\text{U}$  reaction in a pulsed reactor, Physical Review C, 91, 044605 (2015).
- [5] M. Arnould, Some comments about the  $^{176}\text{Lu} \ ^{176}\text{Hf}$  pair, *AφA*, 22 :311, (1973).
- [6] E. M. Burbidge et al., Synthesis of the elements in stars, Rev. Mod. Phys., 29(4) :547-650, (1957).
- [7] N. Klay et al., Nuclear structure of  $^{176}\text{Lu}$  and its astrophysical consequences. II.  $^{176}\text{Lu}$ , a thermometer for stellar helium burning. Phys. Rev. C, 44(6) :2839-2849, (1991).
- [8] E. V. Tkalya, *Laser Phys.* **14**, 382 (2004)
- [9] F. Gobet et al., Particle characterization for the evaluation of the  $^{181m}\text{Ta}$  excitation yield in millijoule laser induced plasmas. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, Volume 41, Number 14 (2008).
- [10] <https://www.lpp.polytechnique.fr/Notre-recherche-en-quelques-mots>.
- [11] S. Helmrich et al., Phys. Rev. C 90, 015802, (2014).
- [12] W. D. Hamilton, The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. North-Holland, 1975.

- [13] R. Longland et al., Photoexcitation of astrophysically important states in  $^{26}\text{Mg}$ , *Phys. Rev. C*, 80, 055803 (2009).
- [14] G. Gosselin et al., Nuclear transition induced by low-energy unscreened electron inelastic scattering. *Phys. Rev. C*, 79(1) :014604, (2009).
- [15] V. S. Letokhov et al., Excitation of Isomeric Low-Lying Levels of Heavy Nuclei in a Laser-Produced Plasma. *Laser Physics*, Vol. 4, number 2, 382 (1993).
- [16] E. V. Tkalya et al., Cross sections of electron excitation of atomic nuclei in plasma. *Phys. Rev. C*, 85(4) :044612, (2012).
- [17] V. I. Goldanskii et al., On the excitation of isomeric nuclear levels by laser radiation through inverse internal electron conversion. *Phys. Lett. B*, 62(4) :393-394, (1976).
- [18] G. Gosselin et al., Enhanced nuclear level decay in hot dense plasmas. *Phys. Rev. C*, 70 ; 064603, (2004).
- [19] G. Gosselin et al., Modified nuclear level lifetime in hot dense plasmas. *Phys. Rev. C*, 76 ; 044611, (2007).
- [20] C. J. Chiara et al., Isomer depletion as experimental evidence of nuclear excitation by electron capture. *Nature*, 554, pages 216–218 (2018).
- [21] M. Morita, Nuclear excitation by electron transition and its application to Uranium 235 separation. *Prog. of Theor. Phys.*, 49(5) :1574-1586, (1973).
- [22] P. Morel et al., Evaluation of nuclear excitation by electronic transition in  $^{235}\text{U}$  plasma at local thermodynamic equilibrium, *Phys. Rev. A*, 69, 6 ; 063414 (2004).
- [23] M. Comet, Excitation du  $^{201}\text{Hg}$  dans les plasmas produits par laser, Ph.D. thesis (2014), thèse de doctorat dirigée par F.Gobet, V.Méot, cotutelle Université de Bordeaux-CEA/DAM Ile de France.
- [24] S. Kishimoto et al., Nuclear excitation by electron transition on  $^{197}\text{Au}$  by photoionization around the K absorption edge, *Phys. Rev. C*, 74, 3 ; 031301 (2006).
- [25] I. Ahmad et al., Nuclear excitation by electronic transition in  $^{189}\text{Os}$ , *Phys. Rev. C*, 61, 5 ; 051304 (2000).

- [26] S. Kishimoto et al., Evidence for nuclear excitation by electron transition on  $^{193}\text{Ir}$  and its probability, Nucl. Phys. A, 748, 1-2; 3-11 (2005).
- [27] E. D. Bloom et al., High-Energy Inelastic e-p Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$ , Phys. Rev. Lett. 23, 930 – Published 20 October 1969.
- [28] M. Breidenbach et al., Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering, Phys. Rev. Lett. 23, 935 – Published 20 October 1969.
- [29] A. Y. Dzyublik et al., Role of screening in Coulomb excitation of nuclei by electrons in hot plasma, Europhys. Lett., 102, 6; 62001- (2013).
- [30] A. Y. Dzyublik, Private communications.
- [31] G. Gosselin, Private communications.
- [32] P. Marmier and Eric Sheldon, Physics of nuclei and particles, vol. II, Academic Press, 1970, ISBN : 0-12-473102-3.
- [33] A. V. Andreev et al., Excitation and decay of low-lying nuclear states in a dense plasma produced by a subpicosecond laser pulse. J. Exp. Theor. Phys., 91(6) :1163-1175, (2000).
- [34] M. M. Aléonard et al., Energetic electrons produced in the interaction of a kilohertz femtosecond laser with tantalum targets. Journal of Modern Optics, 54(16-17) :2585-2593, (2007).
- [35] <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e-table.pl>
- [36] J-H. Han, Production of a sub-10 fs electron beam with  $10^7$  electrons, Phys. Rev. ST Accel. Beams 14, 050101 (2011).
- [37] A. L. Cavalieri et al., Attosecond spectroscopy in condensed matter, Nature (London) 449, 1029 (2007).
- [38] U. Boesl et al, Laser-based ion source for mass spectrometry and laser spectroscopy of negative ions, Eur. Mass Spectrom. 5 455-470 (1999).
- [39] S. W. Downey et al., Simple laser-driven, metal-photocathode electron source, Appl. Phys. Lett. 49(15), 13 october 1986.

- [40] Z. Zhao et al., High-power fiber lasers for photocathode electron injectors, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 17, 053501 (2014).
- [41] J. E. Clendenin, RF photoinjectors, international linac conference, Geneva (Switzerland), 26-30 Aug. 1996, CONF-9608123-64.
- [42] P. Sprangle et al., High average current electron guns for high-power free electron lasers, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 14, 020702 (2011).
- [43] K. Togawa et al., CeB<sub>6</sub> electron gun for low-emittance injector, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 10, 020703 (2007).
- [44] K. Pepitone, Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsif intense, thèse de doctorat dirigée par J. Gardelle et V. Tikhonchuk. 2014. Université de Bordeaux 1.
- [45] K. Pepitone, J. Gardelle, and P. Modin, *J. Appl. Phys.* 117, 183301 (2015).
- [46] G. Shafir et al., Experimental research of different plasma cathodes for generation of high-current electron beams, *Journal Of Applied Physics*, 118, 193302 (2015).
- [47] Ya. E. Krasik et al., Plasma emission sources for intense electron beams, *Proceeding of 13th International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS 2000)*, Nagaoka, Japan, June 25-30, 2000.
- [48] V. I. Gushenets et al., Nanosecond high current and high repetition rate electron source, *IEEE 18th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Eindhoven, 1998.
- [49] G. Fiksel et al., High current plasma electron emitter, *Plasma Sources Sci. Technol.* 5 (1996) 78-83.
- [50] L. G. Zhang et al., High quality electron bunch generation with CO<sub>2</sub>-laser plasma accelerator, *Physics of Plasmas*, 2014, Vol. 22, DOI : 10.1063/1.4906883.
- [51] P. Antici et al., Laser-driven electron beamlines generated by coupling laser-plasma sources with conventional transport systems, *Journal of Applied Physics*, 112, 044902 (2012).

- [52] W. P. Leemans et al., GeV electron beams from a centimeter-scale accelerator, *Nature Physics* volume 2, pages 696–699 (2006).
- [53] David R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, TF-CRC, 2006, 87e éd. (ISBN 0849304873).
- [54] J. Lavancier et al., Multiphoton ionisation and dissociation of N<sub>2</sub> at high laser intensity, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, Volume 23, Number 11 (1990).
- [55] A. A. Shaltout et al., Electron number density and temperature measurements in laser produced brass plasma, *Eur. J. Appl. Phys.* 50, 11003 (2010).
- [56] N. M. Shaikh et al., Measurement of electron density and temperature of a laser-induced zinc plasma, *J. Phys. D : Appl. Phys.* 39 (2006) 1384-1391.
- [57] M. Musadiq et al., Measurement of electron number density and electron temperature of laser-induced silver plasma, *International Journal of Engineering and Technology*, 2 (1) (2013) 32-43.
- [58] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, New York (1964).
- [59] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, New York : Academic (1974).
- [60] S. Pleslic et al., Laser-produced plasmas on Mg, Al and Si surfaces, *FIZIKA A* 14 (2005) 1, 107–118.
- [61] Z. Andreic, Spectroscopic investigations of aluminum plasma produced by a nitrogen laser, Ph.D. thesis (1993), Université de Zagreb.
- [62] A. Sarkar et al., Laser-induced plasma electron number density : Stark broadening method versus the Saha-Boltzmann equation, *Plasma Sci. Technol.* 19 (2017) 025403.
- [63] A. M. El Sherbini et al., Measurement of Plasma Parameters in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Using Si-Lines, *World Journal of Nano Science and Engineering*, 2012, 2, 206-212.
- [64] S. Hérault, Étude préliminaire d'un système accélérateur d'électrons produits par laser, Rapport de stage de M1, Université de Bordeaux (2014).

- [65] C. Parigger et al., Spatially and temporally resolved electron number density measurements in a decaying laser-induced plasma using hydrogen-alpha line profiles, *Applied Optics*, Vol. 34, No. 18, 20 June 1995.
- [66] S. S. Harilal et al., Electron density and temperature measurements in a laser produced carbon plasma, *J. Appl. Phys.* 82 (5), 1 September 1997.
- [67] P. Crispel, P. Degond, and M. H. Vignal, *Math. Models Methods Appl. Sci.* 17, 1129 (2007).
- [68] C.D.Child, *Phys. Rev.* 32, 492 (1911).
- [69] I. Langmuir, *ibid.* 21, 419 (1921).
- [70] Y. Sakai, T. Itagaki and K. Horioka, *Plasma and Fusion Research : Rapid Communications*, Vol. 11, 1206107 (2016).
- [71] J. Rosado, F. Blanco, F. Arqueros, and M. Ortiz, *Meas. Sci. Technol.* 21, 027004 (2010).
- [72] J. Rosado, Analysis of the air fluorescence induced by electrons for application to cosmic-ray detection, Ph.D. thesis (2011), thèse de doctorat dirigée par F. B. Ramos et F. A. Martinez, Université de Madrid.
- [73] A. A. Vlasov, On the Kinetic Theory of an Assembly of Particles with Collective Interaction, *J. Phys. (USSR)* 9 (1945), p.25-40.
- [74] R. D. Sydora, Low-noise electromagnetic and relativistic particle-in-cell plasma simulation models. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 109(1-2) :243-259, 1999.
- [75] A. Crestetto, Optimisation de méthodes numériques pour la physique des plasmas. Application aux faisceaux de particules chargées. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2012.
- [76] J. Moreau, Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2018.
- [77] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*. IOP Publishing Ltd, Ed. Adam Hilger (1991). ISBN : 0-07-005371-5.
- [78] K. J. Bowers et al., Ultrahigh performance three-dimensional electromagnetic relativistic kinetic plasma simulation. *Physics of Plasma*, 15.5 (2008),

- p. 055703.
- [79] J. P. Verboncoeur et al., An object-oriented electromagnetic PIC code, *Computer Physics Communications* 87 (1995) p. 199-211.
- [80] D. L. Bruhwiler, Particle-in-cell simulations of plasma accelerators and electron-neutral collisions, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 4, 101302 (2001).
- [81] G. N. Marques, Plasmas simulations using the Particle-In-Cell Model and the Finite Element Method in Parallel Architecture. Conference : XXV CILAMCE - The Iberian Latin American Congress on Computational Methods for Engineering (11/2004).
- [82] R. Barthelmé, Le problème de conservation de la charge dans le couplage des équations de Vlasov et de Maxwell. PhD thesis, Université Louis Pasteur - Strasbourg, 2005.
- [83] Stanley Humphries, Charged particle beams, Ed. John Wiley and sons, 1990, ISBN 0471600148.
- [84] Janmohamed et al., Space charge effects in Faraday Cup ion detectors, *IEEE Transactions on plasma science*, vol. 34, No. 2, april 2006.
- [85] M. Harmand, Spectroscopie d'absorption X résolue en temps pour l'étude de la matière dense et tiède, Ph.D. thesis (2009), thèse de doctorat dirigée par Dorchie, Fabien et Peyrusse. Université de Bordeaux 1.
- [86] Sébastien Forget, Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris Nord/13. Optique des lasers et faisceaux gaussiens : Cours, exercices et exemple d'application.
- [87] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Ed. Springer-Verlag ISBN : 3-540-17386-2
- [88] Y. Y. Tsui et al., Experimental study of charge state distribution from KrF and ruby laser-produced plasmas, *Physics of Fluids B : Plasma Physics* 5, 3357 (1993).
- [89] T. Müller, B. K. Sinha, and K. P. Rohr, *Phys. Rev. E*, 67, 026415 (2003).
- [90] M. Comet et al., Absolute energy distributions of Al, Cu, and Ta ions produced by nanosecond laser-generated plasmas at  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup>, *J. Applied*

- Physics 119, 013301 (2016).
- [91] E. Woryna , P. Parys , and J. Wołowski et al., *Laser Part. Beams* 14, 293 (1996).
- [92] L. Laska et al., Generation of multiply charged ions at low and high laser-power densities, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 45, 5; 585-599 (2003).
- [93] L. Torrisci, S. Gammino, L. Ando and L. Laska, Tantalum ions produced by 1064 nm pulsed laser irradiation, *J. Appl. Physics.*, 91, 7; 4685-4692 (2002).
- [94] L. Torrisci, S. Gammino, L. Ando, L. Laska, J. Krasa, K.Rohlana, J.Ullschmied, J.Wolowski, J.Badziak and P.Parys, Equivalent ion temperature in Ta plasma produced by high energy laser ablation, *J. Appl. Phys.*, 99, 8; 083301 (2006).
- [95] L. Torrisci, S. Gammino, Non equilibrium Ta plasmas produced by fast pulsed lasers, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 243; 143-148 (2006).
- [96] D. Sibold and H. M. Urbassek, Kinetic study of pulsed desorption flows into vacuum, *Phys. Rev. A*, 43; 6722-6734 (1991).
- [97] R. Kelly, Gas dynamics of the pulsed emission of a perfect gas with applications to laser sputtering and to nozzle expansion, *Phys. Rev. A*, 46; 860-874 (1992).
- [98] I. Roudskoy, *Laser Part. Beams* 14, 369–384 (1996).
- [99] R. A. Burdt et al., *Appl. Phys. Lett.* 97, 041502 (2010).
- [100] M. Bavay, Compression de flux magnétique dans le régime sub-microseconde pour l'obtention de hautes pressions et de rayonnement X intense, Ph.D. thesis (2002), thèse de doctorat dirigée par F.Vannucci, Université Paris XI-Orsay.
- [101] A. Lorusso et al., Charge losses in expanding plasma created by an XeCl laser, *Applied Physics Letters* 86, 081501 (2005).
- [102] William M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Ed. CRC Press/Taylor and Francis, 2012. ISBN : 9781439880494

- [103] <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>
- [104] I. Mantouvalou et al., Study of extreme ultraviolet and soft X-ray emission of metal targets produced by laser-plasma-interaction, Review of scientific instruments 82, 066103 (2011).
- [105] Gérard Swinnen, Apprendre à programmer avec Python 3, Ed. Eyrolles, 2012. ISBN-10 : 2212134347
- [106] F. Cottet, Traitement des signaux et acquisition de données, Ed. Dunod, 2009. ISBN-10 : 2100525387
- [107] R. Beauvillain, H. Gié, J.P. Sarmant, Circuits électriques et électroniques 1, Ed. Technique et Documentation (Lavoisier), 1985. ISBN : 2-85206-163-5
- [108] G. M. Hashmi, Partial discharge detection for condition monitoring of covered-conductor overhead distributions networks using Rogowski coils, Helsinki, 2008.
- [109] W. Rogowski et W. Steinhaus, «Die Messung der magnetischen Spannung,» Archiv für elektrotech, vol. 1, p. 141, 1912.
- [110] Waves and Oscillations : A Prelude to Quantum Mechanics. Walter Fox Smith. Oxford University Press, USA, 20 mai 2010.
- [111] Y. Y. Lau, Simple Theory of the Two-Dimensional Child-Langmuir Law, Physical Review Letters, Vol. 87, No. 27, 2001.
- [112] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. Kristal, The Physics of Fluids 29, 2679 (1986).
- [113] X. Raymond, M. Versteegen, F. Gobet, F. Hannachi, J. L. Henares and M. Tarisien, Journal of Applied Physics 122, 173302 (2017).
- [114] M. Tarisien et al., Scintillators in high-power laser driven experiments, IEEE Transactions on Nuclear Science, 10.1109/TNS.2018.2821906 (2018).

**Titre :** Développement d'une source pulsée d'électrons extraits d'un plasma produit par laser

**Résumé :**

Ce manuscrit de thèse décrit le développement d'un faisceau d'électrons intense et pulsé mis au point dans le cadre de l'étude des processus d'excitations nucléaires au sein des plasmas chauds et denses. Le faisceau est obtenu à partir d'une source novatrice d'électrons, basée sur l'extraction des électrons d'un plasma dense produit lors de l'interaction entre une impulsion laser à  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> et une cible solide d'aluminium. La caractérisation du plasma lors de son expansion fait l'objet d'une première partie expérimentale de ce manuscrit. Ensuite, une différence de potentiel électrique de l'ordre de quelques kV est appliquée au plasma lors de son expansion. On montre que l'extraction des électrons est un processus dynamique dont le déroulement est reproduit par des études numériques à l'aide du code de simulation Particle-In-Cell "XOOPIC". Les distributions en surface et en énergie des électrons extraits du plasma sont mesurées et également bien comprises numériquement. On montre que les intensités mesurées et les distributions surfaciques ne peuvent être comprises qu'en tenant compte de la présence d'un pré-plasma positif fournissant un champ électrique extracteur additionnel par rapport au champ électrique appliqué. On obtient  $3 \times 10^{13}$  électrons par paquet de 130 ns dont l'énergie maximale est de 5.5 keV.

**Mots clés :** diffusion (e, e'), excitation nucléaire, laser-plasma, source d'électrons, simulation PIC

---

**Title :** Development of a pulsed source of electrons extracted from a laser produced plasma

**Abstract :**

This Ph.D thesis describes the intense and pulsed electron beam, which is being developed by the ENL group in the context of its interest for nuclear excitation processes in hot and dense plasmas. This beam is obtained from a novel electron source, the principle of which is based on the extraction of electrons from a dense plasma produced in the interaction of a laser at  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> with a solid aluminum target. The characterization of the laser-produced plasma during its expansion is the focus of the first experimental part of the thesis. Then, an electrical potential of the order of a few kV is applied to the plasma throughout its expansion. We show that the extraction of the electrons is a dynamic process, which is well understood using Particle-In-Cell simulations with the "XOOPIC" code. The surface and energy distributions of the electrons are measured as a function of time after the laser shot. We show that the beam intensity and the surface distributions can be well understood by taking a positively charged pre-plasma into account in the simulation. This pre-plasma provides an additional extracting electric field. As many as  $3 \times 10^{13}$  electrons are obtained per pulse of 130 ns with energies up to 5.5 keV.

**Keywords :** (e, e') scattering, nuclear excitation, laser-plasma, electron source, PIC simulation