

N°d'ordre: 4741

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES  
PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Céline BEAUCOURT JACQUET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE  
DOCTEUR

SPECIALITÉ : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

---

## Étude expérimentale du guidage du faisceau d'électrons dans le cadre de l'allumage rapide de cibles de fusion

---

Soutenue le 19 Décembre 2012 devant la commission d'examen formée de :

<b>M. D. Batani</b>	Professeur, Université Bordeaux 1	<b>Président</b>
<b>M. J. Fuchs</b>	Professeur, École Polytechnique Palaiseau	<b>Rapporteur</b>
<b>M. L. Hallo</b>	Chercheur, CEA/CESTA	<b>Examineur</b>
<b>M. G. Malka</b>	Maître de Conférence, Université Bordeaux 1	<b>Directeur</b>
<b>Mme C. Riconda</b>	Maître de Conférence, UPMC Paris	<b>Rapporteur</b>
<b>M. V. T. Tikhonchuk</b>	Professeur, Université Bordeaux 1	<b>CoDirecteur</b>

- 2012 -



## *Remerciements*

Les travaux de cette thèse ont débuté en novembre 2008 au sein du groupe 'Préparation d'Expériences Petawatt et Simulations Intégrées' (PEPSI) au 'Centre Lasers Intenses et Applications' (CELIA), laboratoire de l'Université Bordeaux 1. Je tiens donc à remercier Le directeur du laboratoire Philippe Balcou et du groupe Ludovic Hallo pour m'avoir fait confiance.

Toute ma gratitude va à mon directeur Gérard Malka. Je le remercie pour ses conseils avisés, son soutien et son enthousiasme face aux obstacles que nous avons pu rencontrer.

Je tiens à remercier également mon co-directeur de thèse Vladimir Tikhonchuk pour son incroyable disponibilité.

J'ai beaucoup appris à leurs côtés.

J'adresse ma reconnaissance à l'ensemble des membres de mon jury, notamment à Julien Fuchs et Caterina Riconda qui ont accepté le rôle de rapporteurs. Je les remercie pour leurs commentaires avisés qui ont permis d'améliorer ce manuscrit. Je remercie Dimitri Batani pour avoir assumé le rôle de président et Ludovic Hallo pour avoir examiné mes travaux de thèses.

L'ensemble des travaux de cette thèse est le fruit de collaborations avec de nombreuses équipes internes et extérieures au CELIA.

Je tiens à remercier João Santos qui m'a donné l'opportunité de participer à l'expérience sur Vulcan, et qui m'a formé à l'utilisation et au dépouillement du LLCs, de la caméra streak et l'alignement des cibles sur l'expérience sur le transport des électrons suprathermiques, sur l'installation ELFIE au Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). Un grand merci à Peter Norreys, Kate Lancaster, Robbie Scott et Keith Markey pour m'avoir accueilli au Rutherford Appleton Laboratory. Je remercie tout particulièrement Hans-Peter Schlenvoigt pour m'avoir permis de l'assister sur cette grande expérience.

Je remercie vivement Philippe Nicolaï et Jean-Luc Feugeas qui m'ont formée au code CHIC et M1 mais aussi pour leur soutien et leurs encouragements.

ragements tout au long de ces quatre années.

Merci à Frank Rosmej et son équipe : Eric Galtier, Arnaud Moinard, Tibault Robert, Paulo Angelo ainsi qu'à Fida Khattak et Oldrich Renner pour m'avoir permis de participer à leur expérience sur l'installation laser ELFIE.

Je remercie chaleureusement Xavier Ribeyre pour son enthousiasme et son soutien, mais aussi Marina Olazabal-Loumé, Emmanuel d'Humières, Jérôme Breil, Edouard Lebel, Benoît Chimier, Guillaume Duchateau, Bruno Dubroca, Rachel Nuter pour leur accueil au sein du couloir B, leur bonne humeur et leur disponibilité.

Je n'oublierai pas de remercier toute les personnes que j'ai pu rencontrer durant la thèse : Patrizio Antici, Bruno Albertazzi, Maxence Gauthier, Clément Goyon, Livia Lancia et Anna Lévy.

Un grand MERCI à tous les doctorants pour leur soutien dans les bons moments comme dans les moments plus difficiles : Candice, Jessy, Benjamin et Cyril. Merci également à Rémi, les François, Marie-Christine, Coralie, Julien ...

Special thank à ma co-bureau Marion pour ces trois années passées dans la bonne humeur. Je te remercie également pour tes conseils avisés et tes bons plans !

Merci à Didier, Loïc et Elodie du service informatique pour leur grande réactivité face aux petits et gros problèmes informatiques que j'ai pu rencontrer. Merci l'équipe du secrétariat Fabienne, Emmanuelle, Céline et Sophie pour leur gentillesse et leur efficacité.

Merci à Nathalie Labat, Franck Gobet et Michel Dobrijevic pour leur rôle au sein de l'école doctorale SPI.

Un immense merci à mes parents, ma soeur, son compagnon et ma petite nièce préférée pour leur soutien inconditionnel, tout au long de mon parcours universitaire. Merci également à mes oncles et tantes, mes cousins et cousines, mes grands parents qui ont toujours cru en mes capacités. Merci également à ma belle famille.

Enfin, merci à Didier, mon mari, qui malgré la distance qui nous a séparée toutes ses années, m'a toujours encouragé et soutenu dans mes choix.



## *Résumé*

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre de l'allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel (FCI), pour la production d'énergie. Dans ce schéma les phases de compression et d'allumage sont découplées. Au cours de la seconde phase, le faisceau d'électrons doit parcourir une distance de  $300 \mu\text{m}$  dans le combustible dense avant de déposer son énergie au cœur de la cible et d'initier les réactions de fusion. Le principal défaut de ce schéma réside dans la divergence du faisceau d'électrons au cours de son transport dans la matière dense. Parmi plusieurs schémas proposés pour réduire la divergence, nous considérons ici, les schémas sans cône basés sur la collimation des électrons dans un champ magnétique. En particulier, A.P.L. Robinson et ses collaborateurs [Phys. Rev. Lett. 100, 025002, 2008] ont proposé une méthode simple à mettre en place pour contrôler la divergence du faisceau d'électrons : utiliser une séquence de deux impulsions laser. La première impulsion permet de créer un environnement magnétique favorable au confinement du faisceau d'électrons engendré par la seconde impulsion. La validation de cette proposition est le sujet de cette thèse.

Nous présenterons, dans ce mémoire, les résultats expérimentaux et les modélisations théoriques motivées par cette proposition. L'expérience de guidage d'un faisceau d'électrons avec deux impulsions laser a été réalisée sur l'installation laser petawatt Vulcan au Rutherford Appleton Laboratory (RAL) à Didcot en Angleterre. Elle est basée sur la proposition d'un groupe international dans le cadre du projet FCI HiPER. Cette expérience nous a permis d'obtenir les conditions de guidage en fonction du rapport des intensités et du délai entre les deux impulsions. Les résultats de l'expérience ont été modélisés par le code hydrodynamique CHIC couplé au module de transport de particules chargées M1. L'interprétation des résultats expérimentaux nous a permis d'expliquer la base de la physique du guidage et de définir les conditions magnétiques favorables au guidage du faisceau d'électrons.

## *Abstract*

The work presented in this thesis is realised in the framework of the fast ignition of inertial confinement fusion for energy production. In this scheme the compression and the ignition phases are decoupled. During the second phase, the electron beam must propagate over  $300\ \mu\text{m}$  in the dense fuel before depositing its energy in the dense core and igniting the fusion reactions. The major problem of the scheme is related to the divergence of the electron beam while it crosses the dense matter. Among the different propositions to inhibit the electron divergence we consider here the schemes without cone that are based on the effect of magnetic collimation. In particular, A.P.L. Robinson and his co-authors [Phys. Rev. Lett. 100, 025002, 2008] suggested a simple way to control the electron beam divergence by using a sequence of two laser pulses. The first one creates a magnetic background favourable for the confinement of the electron beam resulting from the second pulse interaction. The validation of this scheme is the major goal of this thesis.

We present, in this manuscript, the results of experimental studies and numerical modeling of the electron beam guiding with help of two consecutive laser pulses. The experiment was performed on the Vulcan facility at the Rutherford Appleton Laboratory at Didcot in UK, based on the proposal submitted by an international group of scientists in the framework of the European project for inertial fusion energy HiPER. This experiment allowed us to define a combination of laser and target parameters where the electron beam guiding takes place. The analysis of experimental data and numerical modelling is realised with the hydrodynamic code CHIC coupled to the charged particles transport module M1. The interpretation of the experimental results allowed us to explain the experimental data and the physical basis of guiding and to define the magnetic condition favourable to the electron beam guidance.





TABLE DES MATIÈRES
--------------------

<b>Liste des sigles</b>	<b>14</b>
<b>1 Contexte :</b>	<b>16</b>
1.1 Les schémas d'allumage pour la fusion par confinement inertiel . . . . .	16
1.1.1 La fusion nucléaire pour la production d'énergie .	17
1.1.2 L'attaque indirecte : L'implosion est réalisée avec un rayonnement X thermique . . . . .	19
1.1.3 L'attaque directe et les schémas alternatifs . . . . .	21
L'attaque directe . . . . .	21
L'allumage par choc . . . . .	22
L'allumage rapide . . . . .	23
L'allumage par faisceau d'ions . . . . .	25
1.2 Objectif de cette thèse . . . . .	25
 <b>I Introduction</b>	 <b>29</b>
<b>2 Physique de l'interaction laser UHI / cible solide</b>	<b>30</b>
2.1 Impulsions relativistes : CPA et OPCPA . . . . .	30
2.1.1 La technique CPA (Chirped Pulse Amplification) : Amplification à dérive de fréquence . . . . .	31
2.1.2 La technique OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) : Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence : . . . . .	33
2.1.3 Optiques gaussiennes . . . . .	34
2.1.4 La focalisation . . . . .	36

2.1.5	Caractéristiques de focalisation des lasers de puissance . . . . .	36
2.2	Grandeurs caractéristiques des plasmas créés par laser . .	37
2.2.1	Le régime relativiste . . . . .	37
2.2.2	Grandeurs caractéristiques de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma . . . . .	40
2.3	Accélération des électrons . . . . .	41
2.3.1	Mécanisme d'accélération des électrons en régime relativiste . . . . .	41
	Laser en incidence normale . . . . .	41
	Laser en incidence oblique . . . . .	42
2.3.2	Propriétés des électrons accélérés . . . . .	45
2.3.3	Le transport collectif . . . . .	46
	Le courant de retour . . . . .	47
	La résistivité . . . . .	48
	Évolution temporelle du champ magnétique induit . . . . .	49
2.3.4	Le transport collisionnel . . . . .	51
	La diffusion angulaire . . . . .	51
	Le pouvoir d'arrêt . . . . .	52
2.4	Expériences et modélisation du transport des électrons rapides . . . . .	56
2.4.1	Manipulation du transport du faisceau d'électrons dans des cibles métalliques [103] . . . . .	58
2.4.2	Guidage du faisceau d'électrons grâce au champ magnétique induit par un gradient de résistivité . . . . .	60
2.4.3	Guidage du faisceau d'électrons en utilisant deux impulsions lasers . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Méthodes principales du diagnostic des électrons supra-thermiques</b>	<b>68</b>
3.1	Le rayonnement $K_\alpha$ comme signature de passage des électrons rapides . . . . .	69
3.1.1	Spectromètre tronconique . . . . .	71
3.1.2	Imageur $K_\alpha$ . . . . .	72
3.2	L'HISAC : HIgh speed SAmping Camera : . . . . .	75

## II Résultats et interprétations de l'expérience sur le transport électronique 78

<b>4</b>	<b>Transport collectif : Confinement du faisceau d'électrons avec deux impulsions lasers</b>	<b>79</b>
4.1	But et dispositif expérimental . . . . .	79
4.2	Les diagnostics $K_\alpha$ . . . . .	82
4.2.1	Configurations des diagnostics $K_\alpha$ . . . . .	82
4.3	Les résultats expérimentaux . . . . .	84
	Émission $K_\alpha$ . . . . .	85
	Température de la face arrière de la cible . . . . .	89
	Variation des paramètres de l'interaction . . . . .	91
4.4	Modélisations de l'expérience : guidage des électrons . . .	92
4.4.1	Caractérisation du faisceau d'électrons . . . . .	93
4.4.2	Transport du premier faisceau . . . . .	99
	État du plasma : température et conductivité . .	99
	Carte des champs magnétiques . . . . .	99
	Évolution spatio-temporelle du champ magnétique	101
4.4.3	Transport et confinement du second faisceau . . .	107
	Dynamique du second faisceau . . . . .	107
	Évolution spatio-temporelle de la densité de courant	111
	Confinement du deuxième faisceau d'électron : diag- nostic $K_\alpha$ et température du plasma en face arrière . . . . .	114
	Température du plasma en face arrière . . . . .	121
4.5	Interprétation des données expérimentales . . . . .	122
4.6	Conclusion . . . . .	126

## III Conclusion et perspectives 128

<b>5</b>	<b>Travaux complémentaires au sujet de thèse</b>	<b>129</b>
5.1	Accélération de protons par le mécanisme TNSA et caractérisation du faisceau d'électron . . . . .	129
5.2	Mesure de la vitesse de Hole-boring par l'effet Doppler .	131
5.3	Imagerie haute résolution spatiale et spectrale du rayonnement $K_\alpha$ dans l'interaction laser-plasma . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>136</b>

<b>IV</b>	<b>Annexe</b>	<b>141</b>
<b>A</b>	<b>Le Code d'Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA : CHIC</b>	<b>142</b>
<b>B</b>	<b>Le module de transport de particules chargées M1</b>	<b>145</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>148</b>
	<b>Liste des publications.</b>	<b>162</b>



## LISTE DES SIGLES

ASE : Amplified Spontaneous Emission.  
CCD : Charge Coupled Device.  
CLF : Central Laser Facility.  
CPA : Chirped Pulse Amplification.  
DT : Deutérium Tritium.  
EIA : Energy Information Administration.  
FCI : Fusion par Confinement Inertiel.  
FCM : Fusion par Confinement Magnétique.  
FWHM : Full Width at Half Maximum.  
HiPER : High Power Laser Energy Research facility.  
HWHM : Half Width at Half Maximum.  
ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor.  
LIFE : Laser Inertial Fusion Energy.  
LLNL : Lawrence Livermore National Laboratory.  
LMJ : Laser MégaJoule.  
NIF : National Ignition Facility.  
OPCPA : Optical Parametric Chirped Pulse Amplification.  
RAL : Rutherford Appleton Laboratory.  
STFC : Science and Technology Facilities Council.



# CHAPITRE 1

CONTEXTE :

## 1.1 Les schémas d'allumage pour la fusion par confinement inertiel

La consommation mondiale d'énergie a augmenté de 5.5 % en 2010 par rapport à 2009 et l'agence américaine Energy Information Administration annonce une hausse de 53 % entre 2008 et 2035<sup>1</sup>. Cette hausse paraît inévitable avec l'augmentation de la population mondiale et le développement économique de la Chine, de l'Inde et autres pays d'Asie, de l'Afrique ainsi que de l'Amérique du Sud. Mais les réserves énergétiques mondiales ne sont pas inépuisables : celles de pétrole et de gaz sont d'environ 50 ans et celles d'uranium et de charbon sont estimées à une centaine d'années au vu de la consommation de 2009. De plus, après l'incident nucléaire de Fukushima en 2011, il devient plus que nécessaire de se tourner vers de nouvelles sources d'énergies : abondantes, moins dangereuses mais aussi moins polluantes.

L'énergie issue de la fusion nucléaire des noyaux de deutérium et de tritium (DT) semble offrir de belles perspectives pour les années à venir. En effet, la source de deutérium est abondante sur notre planète : les océans en contiennent naturellement suffisamment pour permettre d'alimenter en énergie la planète pendant quelques centaines de millénaires. Le tritium est produit à partir de l'irradiation du lithium : les réserves mondiales sont estimées à 13 millions de tonnes en 2009<sup>2</sup>. De plus, le

---

1. <http://www.eia.gov/forecasts/ieo/index.cfm>

2. U.S. Geological Survey



processus de la fusion n'entraîne pas de rejet de  $CO_2$  dans l'atmosphère et les déchets radioactifs générés ont une relativement faible activité avec un temps de décroissance de quelques dizaines d'années. Enfin, c'est un processus sûr : il n'y a aucun risque d'emballement car les quantités de DT utilisées ne seront pas assez grandes pour créer une explosion en cas de dysfonctionnement du réacteur.

### 1.1.1 La fusion nucléaire pour la production d'énergie

Les réactions de fusion ne se produisent pas naturellement aux conditions de température et de pression à la surface de la Terre. Aux regards des sections efficaces de réactions thermonucléaires présentées sur la figure 1.1, la réaction de fusion la plus productive aux températures les plus basses est celle d'un noyau de deutérium et d'un noyau de tritium. Les produits de cette réaction sont un noyau d'hélium de 3.5 MeV, aussi appelé particule  $\alpha$ , et un neutron de 14.1 MeV, c'est une réaction très exothermique. L'énergie dégagée par cette réaction sera ensuite transformée en chaleur. Cette chaleur permet de vaporiser de l'eau, qui, accélérée, entraîne une turbine. La turbine entraîne à son tour un alternateur et produit de l'électricité.

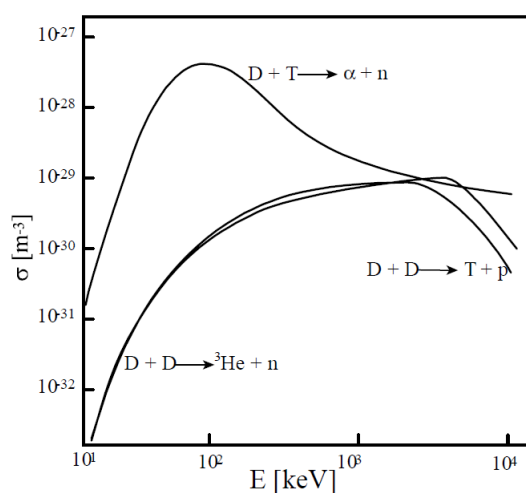


FIGURE 1.1 – Les sections efficaces des réactions de fusions thermonucléaires mettant en jeu les isotopes de l'hydrogène en fonction de l'énergie cinétique des particules.

Mais pour réaliser la fusion de DT, il faut porter le mélange à 1.2 milliards de degrés Celsius. Il est tout à fait compréhensible qu'aucun contenant ne puisse supporter une telle température. De plus, pour envisager d'exploiter la fusion à une échelle industrielle, le bilan énergétique de cette réaction doit être positif. C'est-à-dire que l'énergie produite doit être supérieure aux pertes. Le critère de Lawson [63] permet de définir la rentabilité d'une réaction de fusion à partir de la densité  $n$ , la température  $T$  et le temps de confinement  $\tau$  du mélange de DT. En pratique, pour qu'un réacteur soit compétitif la condition suivante doit être respectée :

$$nT\tau > 10^{21} \text{ [keV.m}^{-3}\text{.s]}$$

Deux voies distinctes sont envisagées :

- la fusion par confinement magnétique (FCM) où le confinement du plasma est assuré, comme son nom l'indique, par des champs magnétiques créés par des bobines extérieures. Dans cette configuration les plasmas sont peu denses, la densité est de l'ordre de  $10^{14-15} \text{ cm}^{-3}$ , et confinés sur des temps longs (de l'ordre de la seconde) dans des pièges magnétiques (Tokamaks, Stellarators ...).
- la fusion par confinement inertiel (FCI) où le confinement du plasma est assuré par sa propre masse, irradiée par des faisceaux lasers intenses. Les plasmas sont plus denses (de l'ordre de  $10^{26-27} \text{ cm}^{-3}$ ) et le temps de confinement plus court (de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes).

Le projet ITER<sup>3</sup> (International Thermonuclear Experimental Reactor) pour la FCM, le projet européen HiPER<sup>4</sup> (High Power Laser Energy Research facility) et le projet américain LIFE<sup>5</sup> (Laser Inertial Fusion Energy) pour la FCI visent à construire un réacteur prototype permettant de démontrer la possibilité d'exploiter industriellement la fusion comme future source d'énergie.

Les travaux de cette thèse ont été réalisés dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. L'objectif principal des recherches d'aujourd'hui est de trouver un schéma le plus efficace permettant de porter le combustible - un mélange équimolaire de DT- aux conditions où les réactions de fusion peuvent s'auto-entretenir. Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons les différents schémas d'allumage, ainsi que les problématiques liés au

---

3. <http://www.iter.org/>

4. <http://www.hiper-laser.org/>

5. <https://life.llnl.gov/>

schéma auquel nous nous sommes intéressés dans cette thèse : l'allumage rapide.

### **1.1.2 L'attaque indirecte : L'implosion est réalisée avec un rayonnement X thermique**

L'attaque indirecte [66] est le schéma retenu par les grandes installations : le LMJ (Laser MégaJoule) en France et le NIF (National Ignition Facility) aux Etats-Unis, car il est reconnu pour être le plus stable et permettant l'implosion la plus symétrique. Il est présenté sur la figure 1.2. Dans cette configuration, les rayons lasers n'irradient pas directement la cible mais les parois internes de la cavité (hohlraum) fabriquée dans des matériaux lourds (l'or, l'uranium et le plomb) et contenant, à l'intérieur, le microballon de DT. L'énergie laser est ainsi convertie en rayonnement X, qui confiné dans la cavité, se comporte comme un four atteignant une température proche de 300 eV. Dans un premier temps, l'énergie des rayons X est déposée sur les couches externes du microballon en les chauffant à une température d'une centaine d'eV et en les transformant en plasma. Dans un second temps, les parties chauffées de la cible sont expulsées à l'extérieur par le phénomène d'ablation. Finalement, la pression créée au front d'ablation donne naissance à une onde de choc centripète qui entraîne l'implosion du microballon. C'est le principe d'implosion ablative. Le microballon est donc mis en mouvement de manière centripète avec une vitesse de l'ordre de 200-300 km/s. En fin d'implosion, l'énergie cinétique du microballon est transformée en énergie interne et un point chaud se forme au centre de la cible. Si les conditions de densité et de température sont réunies, au point chaud central à l'intérieur de la coquille du combustible comprimé, les réactions de fusion se déclenchent et chauffent le combustible aux plus hautes températures. La cible est allumée.

Alors que le LMJ sera opérationnel en 2014, les premiers tirs sur les cibles de DT cryogénique ont commencé en octobre 2010 sur le NIF. A ce jour, la phase d'ignition n'a toujours pas été atteinte malgré les changements de matériaux pour le hohlraum et l'augmentation de l'énergie investie. En juin 2011, elle était de 1.2 MJ et a délivré plus de 1.8 MJ, qui est le maximum supporté par l'installation cet été 2012. Les équipes du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) doivent faire face à de nombreuses difficultés et les objectifs en terme de gain ont été revu à la baisse. Néanmoins, plusieurs problèmes ont déjà été résolus comme

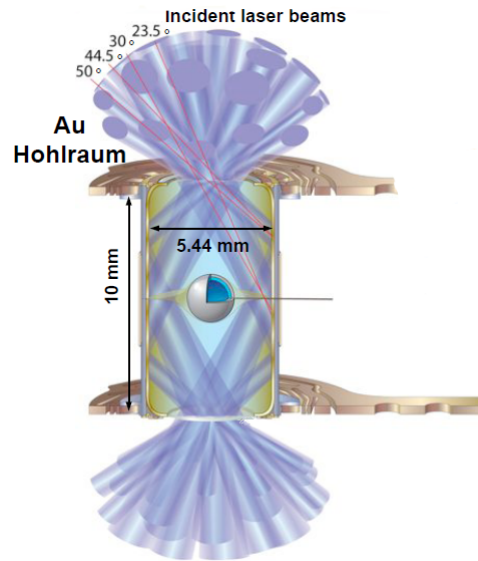


FIGURE 1.2 – Schéma d’attaque indirecte [43]. Les faisceaux lasers irradient la cavité en or, l’énergie ainsi déposée sur les parois de hohlraum est convertie en rayonnement X. Ce dernier étant confiné, la température atteint 300 eV ce qui permet d’imploser le microballon de DT, avec une bonne isotropie, jusqu’à atteindre les conditions nécessaires de densité et de température pour allumer les réactions de fusion.

celui, par exemple, lié à la cryogénie. Afin de maintenir le combustible de fusion cryogénisée la température de la cible ne doit pas dépasser les 20 K et, comme le niveau de vide qu’il est possible de maintenir dans la chambre d’expérience est limité, de la buée se déposait sur la fenêtre à l’entrée du hohlraum par condensation. Par conséquent, les faisceaux lasers étaient déviés et les angles d’attaque détruits.

Le schéma d’attaque indirecte, considéré comme le plus sûr, est à faible gain<sup>6</sup> et il sera difficile de l’utiliser pour une exploitation industrielle de la fusion comme source d’énergie. Néanmoins, le programme américain LIFE est basé sur ce schéma.

---

6. le gain  $G$  est défini comme rapport entre l’énergie thermonucléaire  $E_{TN}$  dégagée par les réactions de fusion et l’énergie laser investie  $E_L$  :  $G = \frac{E_{TN}}{E_L}$

### 1.1.3 L'attaque directe et les schémas alternatifs

Les schémas alternatifs, présentés ici, sont à haut gain et sont plus appropriés à une future exploitation industrielle. Dans le schéma d'attaque directe les faisceaux lasers irradient directement la cible.

#### L'attaque directe

L'attaque directe est le schéma de fusion par laser le plus simple et efficace, mais la stabilité d'implosion est plus difficile à assurer. Il est présenté sur la figure 1.3. Dans ce schéma, le microballon de DT est irradié par un grand nombre de faisceaux laser, d'une durée typique de la nanoseconde, afin d'assurer une grande homogénéité. L'énergie laser, de plusieurs centaines de kilojoules, est absorbée majoritairement par les électrons des couches externes de la cible. Ils transfèrent leur énergie aux ions. La matière chauffée est rapidement ablatée. Puis comme pour le schéma d'attaque indirecte vu précédemment, la coquille de DT est comprimée par implosion ablativique jusqu'à la formation d'un point chaud central où la densité et la température permettent d'allumer les réactions de fusions.

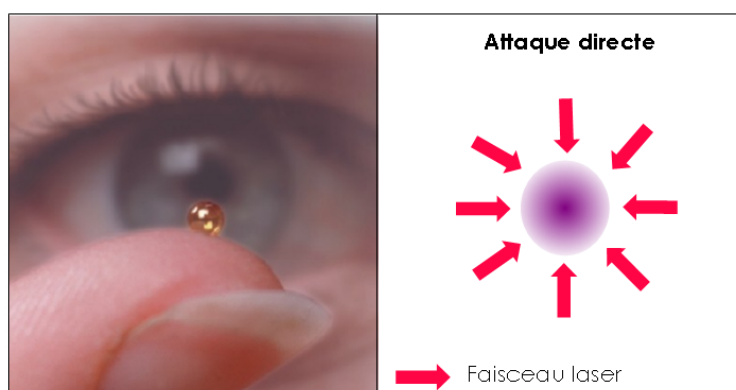


FIGURE 1.3 – L'image de gauche représente une cible typique dans le cas de l'attaque directe. L'image de droite représente le schéma de la fusion par confinement inertiel de l'attaque directe. L'énergie nécessaire pour atteindre les conditions de la fusion est délivrée par un grand nombre de faisceaux de laser qui irradient, de manière la plus homogène possible, une cible de DT.

Ce schéma est particulièrement sensible à la symétrie et l'homogénéité de l'irradiation laser. En effet, tout écart de positionnement de la cible,

de pointage laser ou d'équilibrage d'éclairement peuvent compromettre la formation du point chaud et donc de l'allumage des réactions de fusions. Ces facteurs limitatifs ne sont pas uniques, les instabilités hydrodynamique (Rayleigh-Taylor), liée à la non-uniformité de l'irradiation et la rugosité de la cible, et paramétriques (rétrodiffusions stimulées Brillouin et Raman) liées à l'interaction laser/plasma, peuvent être importantes et nuire à la compression efficace de la cible.

### **L'allumage par choc**

Un chercheur russe V.A. Shcherbakov est le premier à avoir proposé l'idée de réaliser l'allumage des réactions thermonucléaires par un choc convergent sphérique généré par une double impulsion laser [106, 1] en 1983. Mais ce n'est que récemment, en 2007, que R. Betti et ses collaborateurs [10] ont posé les bases de la physique de l'allumage par choc. La première étape consiste à comprimer la cible en relâchant les contraintes lasers puisque dans un premier temps on ne cherche pas à atteindre l'allumage des réactions de fusion dans le point chaud central, mais juste la comprimer à la densité souhaitée. La forme temporelle de l'impulsion est composée d'une montée et d'un plateau, correspondant à la phase de compression de la cible, le profil temporel du laser est entouré en rouge sur la figure 1.4. Juste avant la stagnation<sup>7</sup> un choc convergent créé par le pic d'intensité laser final est lancé, cerclé en bleu dans la figure 1.4. Il se propage vers le centre de la cible en implosion pour rencontrer le choc divergent, résultant de la stagnation de la coquille. Le choc renforcé de cette collision produit, finalement, une augmentation brutale de la pression, permettant d'atteindre les conditions nécessaires à l'ignition.

C'est un schéma prometteur car il est robuste et semble peu sensible à la symétrie d'éclairement ainsi qu' à l'instabilité Rayleigh-Taylor. Les points les plus sensibles dans ce schéma étant la synchronisation des chocs et les intensités lasers élevées nécessaire pour le lancement du choc, générant des électrons suprathermiques et conduisant à des instabilités paramétriques.

---

7. La stagnation correspond au moment où la vitesse d'implosion de la cible devient nulle, c'est la fin de la compression.

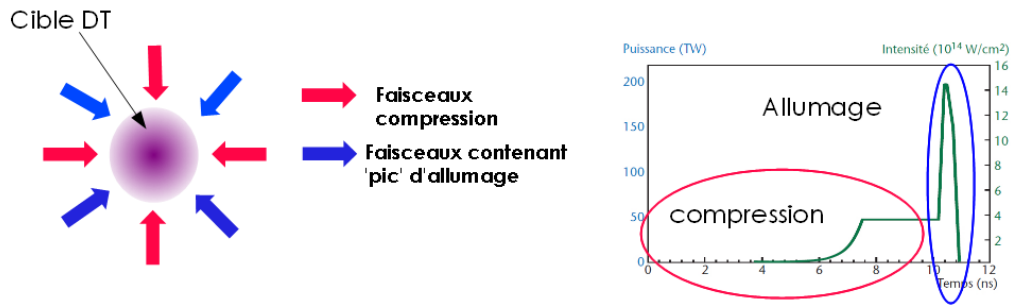


FIGURE 1.4 – Schéma de l’allumage par choc et mise en forme temporelle de l’impulsion laser : l’implosion - encadré en rouge - et l’allumage - encadré en bleu.

### L’allumage rapide

Le schéma d’allumage rapide a été présenté par M. Tabak et ses collaborateurs [115] en 1994, voir la figure 1.5. Le principe est de dissocier les phases de compression et de chauffage. Les contraintes lasers, imposées par le schéma classique d’allumage indirecte ou directe sont relaxées et l’énergie laser investie s’en voit a priori diminuée. La phase de compression est assurée en attaque directe par un ensemble d’impulsions lasers longues, typiquement de l’ordre de la nanoseconde, et d’intensité modérés ( $\sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>). La phase d’allumage est divisée en deux étapes :

- une impulsion longue ( $\sim 100$  ps) d’intensité modérément relativiste (de  $10^{18}$  à  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) vient creuser un canal dans la couronne de plasma sous-dense de la cible en stagnation, puis de la partie dense jusqu’à une dizaine de fois la densité critique par le processus de ‘hole-boring’. Le but étant d’approcher la partie dense de la cible en implosion, afin d’optimiser le dépôt d’énergie de la deuxième impulsion laser.
- une seconde impulsion, plus courte ( $\sim 10$  ps), d’intensité de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> est focalisé à l’intérieur du canal afin de générer, à son extrémité, un faisceau d’électrons qui déposera son énergie dans la partie dense de la cible comprimée pour créer un point chaud hors centre et allumer les réactions de fusion thermonucléaire.

S. Atzeni et ses collaborateurs [4] montrent que pour accéder au DT comprimé et produire un chauffage rapide et efficace, les électrons du faisceau doivent avoir une énergie moyenne de l’ordre du MeV et déposer

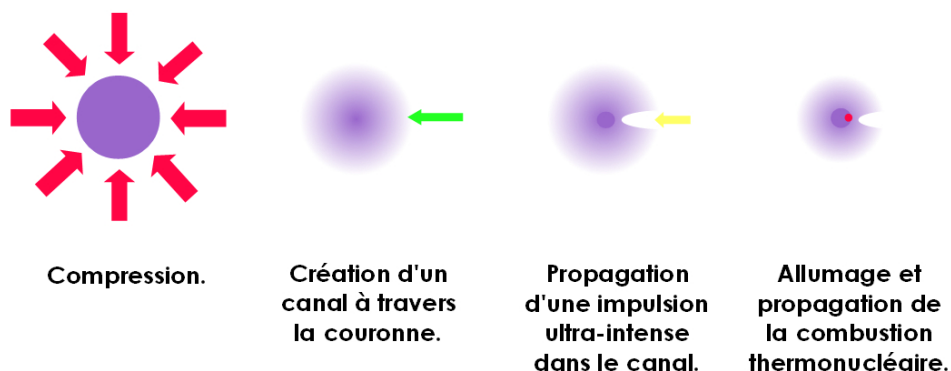


FIGURE 1.5 – Schéma d’allumage rapide proposé par M. Tabak et ses collaborateurs en 1994. Nous pouvons distinguer trois étapes : 1) Compression de la cible, 2) creusement d’un canal : ‘Channeling’ et ‘Hole-Boring’ et 3) génération d’un faisceau d’électrons qui en déposant leur énergie dans le cœur dense de la cible comprimée, amorce les réactions de fusion.

une énergie comprise entre 10 et 20 kJ pendant au maximum 20 ps sur une zone de rayon de 30  $\mu\text{m}$ .

La difficulté principale de ce schéma vient de la divergence du faisceau d’électrons : si l’énergie déposée par unité de surface n’est pas assez grande, moins de 1-2 GJ/cm<sup>2</sup>, il sera impossible d’atteindre l’ignition. Il est donc important de pouvoir générer le faisceau d’électrons au plus près du cœur dense et de limiter sa divergence. Dans ce but, deux différentes solutions sont envisagées : le ‘hole-boring’ ou l’utilisation d’un cône pré-implanté dans la cible, voir la figure 1.6. Mais les cibles implantées d’un cône sont contraignantes du point de vue de la symétrie de l’irradiation, de la survie du cône pendant la phase d’implosion et ainsi qu’en terme de simplicité d’alignement et de la fabrication en masse pour pouvoir envisager une production industrielle. Avec les travaux sur la stabilité du hole-boring conventionnel [135, 70] et ceux sur la divergence du faisceau électronique, présenté dans ce manuscrit, l’allumage rapide pourrait revenir sur le devant de la scène.



FIGURE 1.6 – Le cône implanté dans la cible, permet de guider l’impulsion et de générer le faisceau d’électrons au plus près du cœur dense.



## L'allumage par faisceau d'ions

Les schémas d'allumage rapide et d'allumage par choc ne représentent pas les seules alternatives aux schémas d'allumages conventionnels. En 2001, M. Roth et ses collaborateurs [97] proposent un schéma d'allumage indirecte d'allumage par un faisceau d'ions accéléré par laser. La compression est réalisée par le rayonnement X émis par la cavité dans laquelle est placée la cible, et, l'allumage est obtenu grâce à l'accélération d'un faisceau d'ions, généré à l'extérieur de la cavité, par un laser petawatt. En effet, les faisceau d'ions, accélérés par laser, présentent de nombreux avantages :

- leur accélération est quasi laminaire,
- l'énergie moyenne est de quelques MeV,
- ils possèdent une faible émittance,
- leur dépôt d'énergie, sous forme de pic de Bragg, est localisé.

Mais, les principaux inconvénients de l'utilisation des faisceaux d'ions, accélérés par laser, sont le faible taux de conversion entre l'énergie laser investie et le nombre d'ions accélérés, ainsi que la focalisation du faisceau d'ions sur une petite surface ( $< 50 \mu\text{m}$ ).

Grâce aux nombreuses optimisations réalisées au niveau de l'impulsion laser et des cibles, des nouveaux mécanismes d'accélération d'ions ont été mis en évidence. Notamment le Radiation Pressure Acceleration (RPA) [15] et le Break-Out Afterburner (BOA) [134]. Ces mécanismes permettent d'accélérer des ions plus lourds que les protons à des énergies beaucoup plus élevées (de l'ordre du GeV) avec des distributions mono-énergétiques. Des nouveaux schémas d'allumage ont ainsi vu le jour, nous citerons : [5], [33] et [118].

## 1.2 Objectif de cette thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'allumage rapide et plus particulièrement sur la physique du transport du faisceau d'électrons pour développer de manière simple et robuste une méthode de l'allumage du combustible. La divergence du faisceau d'électrons engendrée par le laser et mesurée à ce jour dans les expériences est trop importante et l'énergie déposée dans le combustible comprimé ne permet pas de créer les conditions d'allumage de la cible. Les solutions proposées jusqu'à maintenant sont les cônes [79] et des cibles structurées [93, 54, 91, 129] mais ces tech-

niques ont un impact sur la complexité et le prix des cibles.

En 2008 A.P.L. Robinson et ses collaborateurs [94] ont proposé d'utiliser deux impulsions lasers afin que la première permette de contrôler la divergence du faisceau d'électrons créé par la seconde impulsion. La première impulsion, moins intense, génère un premier faisceau d'électrons, via l'interaction laser/plasma, engendrant un champ magnétique en forme d'anneau qui permet de guider le second faisceau d'électrons. Cette publication théorique a donné lieu à une proposition de l'expérience qui a été réalisée au Rutherford Appleton Laboratory sur l'installation laser Vulcan en 2010. J'ai participé à cette expérience ainsi que dans l'interprétation de ses résultats. L'objectif de cette thèse est donc d'étudier la possibilité de la collimation d'un faisceau d'électrons rapides avec une impulsion laser supplémentaire, de manière expérimentale, théorique et numérique.

**Plan de Thèse** Ce travail de thèse est divisé en trois parties : l'introduction du sujet, la présentation des études expérimentales de l'accélération et du transport des électrons, issus de l'interaction laser ultra intense - plasma, et l'interprétation théorique et numérique des résultats de ces expériences.

Dans l'introduction, nous présenterons les bases théorique et expérimentale nécessaires pour conduire les études souhaitées : la technique permettant d'obtenir une impulsion laser ultra haute intensité, les grandeurs caractéristiques de l'interaction laser / plasma. Puis, nous verrons les processus d'accélération des électrons et leur transport.

Nous décrirons, ensuite, les diagnostics utilisés lors de l'expérience.

Dans la seconde partie, les travaux de cette thèse seront présentés, en commençant par le principe de l'expérience, réalisée sur VULCAN, utilisant deux impulsions laser pour contrôler la divergence du faisceau d'électrons. Puis, nous décrirons le dispositif expérimental permettant l'observation de l'évolution du faisceau d'électrons et les résultats mesurés. Nous décrirons ensuite, les données initiales entrées dans le code permettant de modéliser les résultats expérimentaux. Les cartes des champs magnétiques et des courants issus des simulations nous permettront d'interpréter les résultats et de quantifier l'efficacité de cette méthode.

Dans la conclusion nous rappelons les résultats principaux ainsi que les perspectives qui pourrait être envisagées pour optimiser cette méthode, simple et facile à mettre en place, de guidage du faisceau d'électrons.



# Première partie

## Introduction

## CHAPITRE 2

# PHYSIQUE DE L'INTERACTION LASER UHI / CIBLE SOLIDE

Ce chapitre introduit les différentes notions nécessaires à la compréhension des travaux de cette thèse : de la création de l'impulsion laser ultra intense jusqu'aux transports et l'accélération des électrons et des ions.

Dans la première partie, la technique de fabrication d'impulsions ultra hautes intensités, essentielles à l'accélération des électrons en régime relativiste pour l'allumage rapide, sera décrite. Puis, dans une seconde partie les caractéristiques des plasmas créés par laser seront exposées. Enfin, la troisième partie sera consacrée à l'accélération et au transport des électrons rapides.

### 2.1 Impulsions relativistes : CPA et OPCPA

L'étape indispensable pour la réalisation de l'allumage rapide est celle de la génération d'une impulsion laser ultra intense et ultra courte (ps) afin de produire le faisceau d'électrons relativistes et d'initier les réactions de fusion dans le cœur dense de la cible de DT comprimée.

La production de ces impulsions laser relativistes se déroule en plusieurs étapes : dans un premier temps, il faut générer une impulsion de courte durée (ps), puis augmenter l'énergie et la focaliser sur la cible, sur une surface de dimensions de l'ordre de quelques centaines microns carrés. La taille de la tache laser est définie par les conditions de l'allumage. Dans le cadre de la FCI, le diamètre de la tache est  $\sim 30 \mu\text{m}$ . Dans les expériences actuelles, faute de manque d'énergie, on focalise l'impulsion

laser dans une tache de  $10\ \mu\text{m}$  avec une énergie de l'ordre de 100 J.

### **2.1.1 La technique CPA (Chirped Pulse Amplification) : Amplification à dérive de fréquence**

Pendant près de vingt ans de la fin des années 60 jusqu'au milieu des années 80, l'intensité maximum des impulsions lasers est resté au niveau de  $\sim 10^{15}\ \text{W}/\text{cm}^2$ , avec une durée minimale de l'ordre de la picoseconde et une énergie croissante avec les années mais ne dépassant pas cependant quelques centaines de joules. L'impulsion laser, issu d'un oscillateur, était directement amplifiée en traversant divers matériaux actifs. Le principal inconvénient de cette méthode d'amplification est que, lorsque l'intensité devient trop grande, l'indice non linéaire des matériaux traversés engendre des effets non linéaires, tels que l'autofocalisation et l'automodulation de phase du faisceau laser qui dégradent les propriétés de l'impulsions et peuvent causer l'endommagement des optiques.

L'impulsion laser issue d'un oscillateur peut avoir une excellente propriété spatiale, temporelle et de contraste mais contient peu d'énergie. Il faut donc l'amplifier, c'est-à-dire augmenter l'énergie qu'elle contient, afin d'atteindre, après focalisation, le régime des hautes intensités.

La technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification) réalisée par D. Strikland et G. Mourou en 1985 [114] permet d'augmenter l'énergie de l'impulsion, de durée de l'ordre de quelques picosecondes voir quelques dizaines de femtosecondes, tout en conservant dans le milieu amplificateur une intensité inférieure au seuil d'apparition des effets non linéaires. L'idée est d'étirer l'impulsion en temps, typiquement d'un facteur  $10^5$  de façon à ce que les différentes composantes spectrales soient rangées en temps. Puis, après l'avoir amplifiée, cette impulsion longue et par conséquent peu intense, est recomprimée à sa durée initiale. Le schéma d'amplification à dérive de fréquence est présenté sur la figure 2.1. Grâce à cette technique, il est possible d'atteindre des intensités de l'ordre de  $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$  avec une durée inférieure à la picoseconde après focalisation de l'impulsion laser. Ces intensités permettent d'atteindre le régime relativiste dans lequel les électrons oscillent à des vitesses proches de celle de la lumière.

L'installation laser VULCAN dans le CLF du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) délivre des impulsions laser proche d'un PW avec une énergie sur cible de 200 J et d'une durée d'une ps dans la longueur d'onde

1.053  $\mu\text{m}$ . Elle est focalisée sur une tache de 7  $\mu\text{m}$  de diamètre et peut obtenir une intensité supérieure à  $10^{20}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ .

Les principales sources d'imperfections de l'impulsion laser CPA viennent

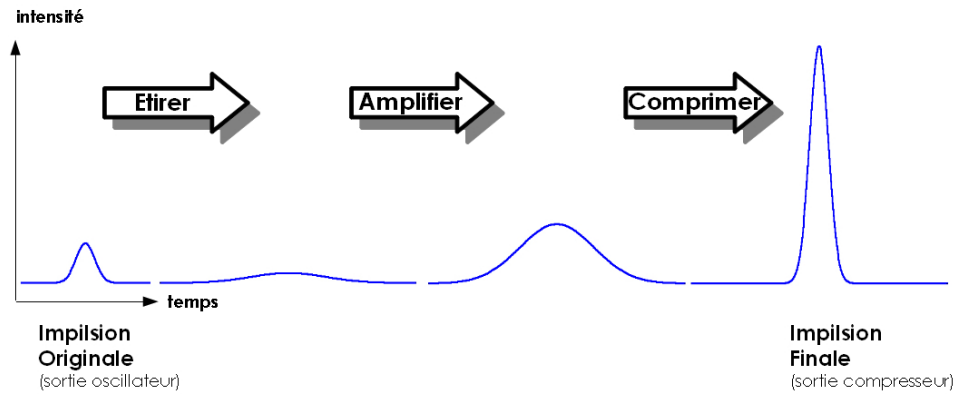


FIGURE 2.1 – Schéma d'amplification à dérive de fréquence. L'impulsion laser originale est étirée, amplifiée puis comprimée. C'est grâce à cette technique que les lasers peuvent atteindre le régime des hautes intensités, jusqu'à  $10^{20}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ . C'est la technologie utilisée sur le laser VULCAN, au CLF STFC en Angleterre, mais aussi sur de nombreuses chaînes lasers à travers le monde.

des étages d'amplification. Ce sont des cavités régénératrices [51], des barreaux ou des disques multipassages. Ces techniques nécessitent de stocker de l'énergie dans ces milieux et font intervenir des transitions électroniques. Elles amplifient, non seulement l'impulsion principale (l'émission stimulée), mais également l'émission spontanée. L'émission spontanée amplifiée constitue le piédestal de l'impulsion. Sa durée est de l'ordre de la nanoseconde et son intensité est très aléatoire. La pré/post-impulsion précède/succède l'impulsion principale, de quelques picosecondes. Elle provient de la déformation spectrale de l'impulsion étirée. La forme de l'impulsion amplifiée n'est tout à fait la même que l'impulsion juste après l'étireur. Par conséquent, le compresseur transforme ces défauts spectraux en défauts temporels dans l'impulsion comprimée.

L'intensité, sur cible, de cette lumière parasite peut atteindre jusqu'à  $10^{13}$   $\text{W}/\text{cm}^2$  avec des durées de l'ordre de la nanoseconde et des intensités encore plus élevées à l'échelle de quelques picosecondes. Elles peuvent altérer la cible et par conséquent modifier l'interaction laser/matière.

Dans le cas du laser VULCAN, seulement 20 % de l'énergie peut être focalisée dans la tache focale annoncée. Le contraste temporel était de



$10^{-10}$  (limite de la mesure) avec la technique OPCPA récemment mise en place. Ces chiffres sont caractéristiques d'autres systèmes.

### 2.1.2 La technique OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) : Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence :

La technique OPCPA offre une possibilité intéressante pour le contrôle de la pré-impulsion et la longueur d'onde des impulsions amplifiées. La première démonstration expérimentale de l'OPCPA a été réalisée par A. Dubietis et ses collaborateurs [28] en 1992 mais I. Ross et ces collaborateurs [96] ont montré tout le potentiel de cette technique.

Comme dans la technique CPA vue précédemment : l'impulsion initiale est étirée, amplifiée puis comprimée. L'élément nouveau est la méthode d'amplification : l'amplification paramétrique optique (OPA), voir la figure 2.2, consiste à transférer l'énergie d'une impulsion longue monochromatique (pompe intense) vers une impulsion étirée à dérive de fréquence (signal) par un processus non linéaire de mélange à trois ondes - la pompe, le signal et la troisième onde complémentaire (ilde) ayant une fréquence égale à la différence de la pompe et du signal.

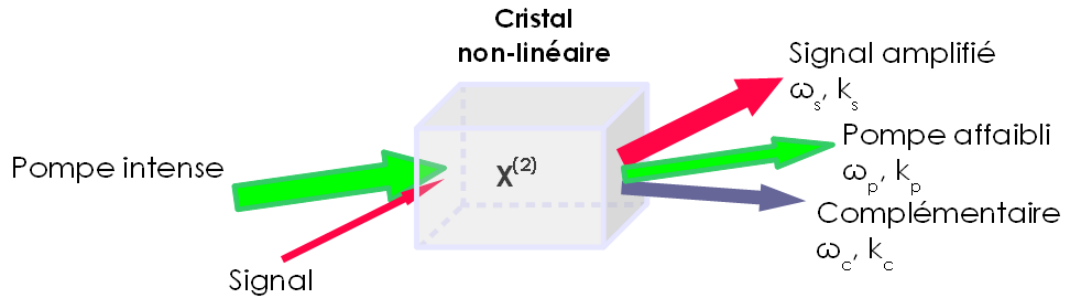


FIGURE 2.2 – Principe de base de l'amplification paramétrique (deuxième ordre).  $\chi^{(2)}$  est le tenseur de susceptibilité non linéaire. Dans un mélange à trois ondes :  $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ , l'accord de phase doit être respecté et  $\Delta k = k_p - k_s - k_c = 0$ .

Les principaux avantages de l'OPA par rapport aux amplificateurs multi-passages ou à cavité régénératrice utilisés en CPA sont que :

- un seul passage dans le cristal est souvent suffisant, ce qui simplifie et désencombre les installations,
- il n’y a pas de fluence de saturation,
- il n’y a pas d’effet thermique,
- certains cristaux autorisent des bandes de gains extrêmement larges et uniformes,
- il n’y a pas de stockage d’énergie.

Les impulsions en sorties sont donc de grandes qualités si l’impulsion pompe est elle aussi de grande qualité car la forme et les défauts des profils spatiaux et temporels de l’impulsion pompe seront imprimés sur celles du signal et du complémentaire. La synchronisation et le recouvrement spatio-temporelle de l’impulsion pompe et signal doivent être optimum pour que le gain soit maximum.

Pour de plus amples renseignements sur la technique OPCPA il est possible de se référer à la thèse de N. Forget [35].

### 2.1.3 Optiques gaussiennes

La qualité et la dimension de la tache focale sont déterminées par le système de focalisation. Les faisceaux lasers issus des techniques CPA et OPCPA peuvent avoir des profils spatiaux et temporels assez compliqués mais très souvent ils peuvent être considérés comme des faisceaux gaussiens. Le profil transversale de l’amplitude et sa dépendance avec le temps sont proportionnels aux fonctions gaussiennes. La figure 2.3 représente la propagation d’un faisceau gaussien le long de l’axe  $z$ .

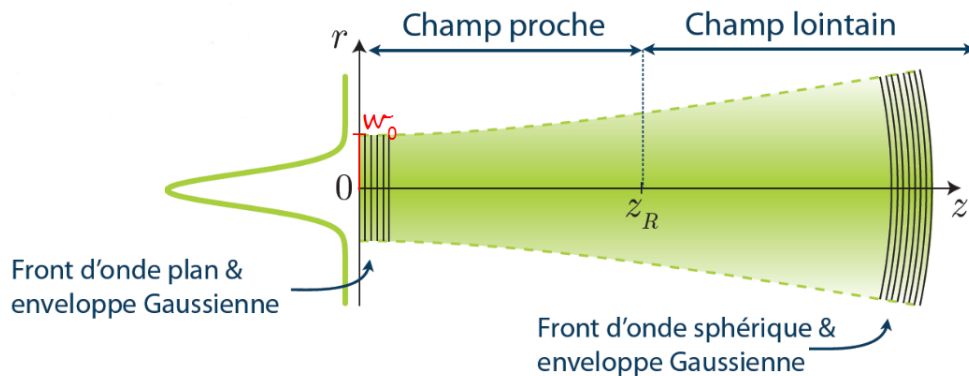


FIGURE 2.3 – Représentation d’un faisceau gaussien se propageant suivant l’axe des  $z$ .  $w_0$  est le rayon du faisceau à  $\frac{1}{e^2}$ , aussi appelé *waist*.

Le champ électrique d'un faisceau gaussien en polarisation linéaire et d'amplitude  $E_0$  est décrit par le profil temporel  $G(t) = \exp(-t^2/2\tau^2)$ , par le profil spatial  $u(r, z)$  et par la phase  $\phi$  :

$$\vec{E} = E_0 u(r, z) G(t) \exp(i(\phi + kz - \omega_0 t)) \vec{e}_x$$

où  $\omega_0$  est la fréquence,  $k = \frac{N\omega}{c}$  le nombre d'onde,  $N(\omega)$  l'indice de réfraction et  $\tau$  la durée caractéristique de l'impulsion laser. La partie spatiale du faisceau,  $u(z, t)$ , peut être obtenue en calculant une solution particulière de l'équation de propagation dans l'approximation paraxiale, avec l'hypothèse que la divergence, par rapport à l'axe de propagation est faible, hypothèse raisonnable dans le cas des lasers. L'équation prend alors la forme de :

$$\nabla_{\perp}^2 u(r, z) - 2ik \frac{\partial u(r, z)}{\partial z} = 0$$

et la solution particulière est une onde sphérique gaussienne :

$$u(r, z) = \frac{1}{q(z)} \exp\left(-ik \frac{r^2}{2R(z)} - \frac{r^2}{w^2(z)}\right)$$

où  $R(z)$  est le rayon courbure du front d'onde et  $w(z)$  le rayon du faisceau à  $\frac{1}{e}$ . La fonction  $q(z)$  s'écrit :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda_0}{\pi w^2(z)}$$

$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k}$  étant la longueur d'onde laser,

$$R(z) = z + \frac{z_r^2}{z}$$

$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}$  étant la longueur de Rayleigh qui représente la distance au bout de laquelle l'intensité laser est divisée par deux par rapport à son intensité au plan focal, où le rayon du faisceau prend  $w(z)$  prend sa valeur minimale

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_r^2}\right)^{0.5}.$$

La variation radiale de l'intensité  $I(r)$  du faisceau dans le plan du foyer est donnée par 2.1 :

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right), \quad (2.1)$$

où  $P$  est la la puissance totale de l'impulsion laser et s'écrit :

$$P = \frac{\pi w_0^2}{2} I(0),$$

où  $I_0$  représente l'intensité sur l'axe.

### 2.1.4 La focalisation

Le paramètre  $w_0$  est la caractéristique principale de la focalisation. Elle définit l'intensité maximale accessible dans l'installation et la qualité du faisceau après amplification. La focalisation des impulsions laser permet d'atteindre le régime des impulsions relativistes dont l'intensité est supérieure à  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Cette étape intervient en fin de parcours pour, après l'amplification, ne pas endommager les optiques. Pour ce faire, l'impulsion, qui lors du processus d'amplification est répartie sur une surface de l'ordre de plusieurs centimètres carrés, doit être focalisée dans une surface de quelques micromètres carrés à l'aide d'une lentille ou d'un miroir parabolique hors-axe. Pour les impulsions ultra courtes et de hautes intensités, le miroir est préférable pour ne pas introduire de contribution non linéaire de phase. Le diamètre final  $w_0$  de la tache focale est imposé par la diffraction seulement, il dépend de la longueur d'onde laser  $\lambda_{laser}$ , de la distance focale  $f$  et du diamètre de la parabole  $D$  :  $w_0 \simeq \frac{f\lambda_{laser}}{D}$ .

Dans le cas idéal la distribution spatiale, et temporelle, de la tache focale est associée à une gaussienne. Mais d'après les mesures expérimentales, difficiles à réaliser, la forme de la tache est rarement gaussienne et varie tir à tir. Ce qui explique, dans une certaine mesure, les différences entre les caractéristiques expérimentales et celles simulées par les codes numériques. Les imperfections spatiales de l'impulsion viennent de la qualité du faisceau en amont du miroir et de la qualité du dispositif de focalisation.

### 2.1.5 Caractéristiques de focalisation des lasers de puissance

Nous venons de décrire les techniques, CPA et OPCPA, qui permettent d'obtenir des impulsions courtes et énergétiques qui sont ensuite focalisées sur une cible pour atteindre le régime des ultra-hautes intensités ( $\geq 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>). Elles sont indispensables à l'accélération des électrons dans le régime relativistes essentielles dans l'allumage rapide. Le principal avantage de la technique OPCPA, par rapport à la technique CPA, est d'obtenir des impulsions avec un meilleur contraste. La plupart des nouvelles installations lasers, ou de remise à niveau, utilisent cette technique d'amplification en particulier Vulcan RAL (Angleterre) et Elfie

LULI (France).

Le laser Vulcan du RAL au CLF, délivre une énergie sur cible de 200 J dont 20% est contenue dans la tache focale de diamètre de  $7 \mu\text{m}$ , à la longueur d'onde  $1.053 \mu\text{m}$ . La durée de l'impulsion est de 1.4 ps donnant une intensité maximum d'environ  $10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Le contraste en intensité est de  $10^{-10}$  et celui en énergie est de  $10^{-7}$ . La figure 2.4 représente la distribution de l'énergie laser dans l'impulsion réalisée en 2005 [87] :

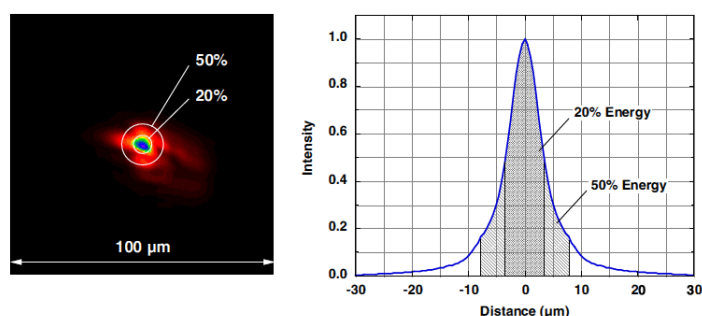


FIGURE 2.4 – Image de la tache focale, dans le vide, à basse énergie (gauche). Coupe radiale de l'intensité de la tache focale (droite) .

La figure 2.4 montre qu'approximativement 50 % de l'énergie totale est contenue dans une tache de  $16 \mu\text{m}$  de diamètre, et, l'énergie restante ( $\sim 50 \%$ ) est incluse dans une tache d'environ  $50 \mu\text{m}$ .

## 2.2 Grandeurs caractéristiques des plasmas créés par laser

Dans cette section nous introduirons des notions de bases des plasmas créés par des lasers ultra-hautes intensités supérieures à  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ .

### 2.2.1 Le régime relativiste

Les expériences réalisées au cours de ma thèse ont été faites avec des impulsions lasers ultra intenses. Ces dernières, focalisées sur des cibles solides, la ionisent rapidement sur l'épaisseur de peau. Ces électrons, libres, oscillent à des vitesses proches de celle de la lumière.

Le mouvement relativiste d'un électron libre dans une onde ultra-intense

s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = e \left( \frac{d\vec{A}}{dt} - \vec{\nabla}(\vec{v} \cdot \vec{A}) \right), \quad (2.2)$$

où  $\vec{p}$  est la quantité de mouvement de l'électron<sup>1</sup>,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont les champs électrique et magnétique liés à l'onde laser. L'opérateur  $\nabla$ , dans la dernière expression, agit seulement sur le vecteur  $\vec{A}$ . Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  s'expriment en fonction du potentiel vecteur  $\vec{A}$  :

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.3)$$

L'équation du mouvement s'écrit sous la forme :

$$\frac{d}{dt}(\vec{p} - e\vec{A}) = -e(\vec{\nabla}(\vec{v} \cdot \vec{A})), \quad (2.4)$$

Pour une onde électromagnétique  $\nabla \cdot \vec{A} = 0$  et  $\vec{p}_\perp - e\vec{A}$  est une constante du mouvement où  $\vec{p}_\perp$  est la composante de la quantité de mouvement de l'électron, perpendiculaire à la propagation d'onde.

Soit  $z$  la direction de propagation de l'onde laser plane, alors  $\vec{A}$  le vecteur d'amplitude  $A_0$ , est dirigé dans le plan perpendiculaire, aussi dénommé plan transverse, et le mouvement de l'électron s'écrit :

$$\frac{p_\perp}{m_e c} = \frac{eA}{m_e c} \implies \frac{v_\perp}{c} = \frac{eA_0}{\gamma m_e c} = \frac{a_0}{\gamma}$$

où  $a_0 = eA_0/m_e c$  est l'amplitude du potentiel adimensionné et  $\gamma = \left(1 + a_0^2 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}\right)^{0.5}$  est le facteur relativiste. Le potentiel  $a_0$  caractérise l'amplitude des oscillations transverses de l'électron. Il est aussi possible de l'exprimer en fonction de l'intensité et de la longueur d'onde laser :

$$a_0 = 0.85 \sqrt{I_{laser,18} \lambda_{laser,\mu m}^2} \quad (2.5)$$

où  $I_{laser,18}$  est l'intensité laser en  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> et  $\lambda_{laser,\mu m}$  est la longueur d'onde laser exprimée en  $\mu\text{m}$ . Pour une longueur d'onde laser de 1.064  $\mu\text{m}$  le mouvement de l'électron devient relativiste pour une intensité laser supérieure ou égale à  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.

---

1.  $\vec{p} = m_e \gamma \vec{v}$ , où  $m_e$  est la masse de l'électron et  $\gamma$  les facteur relativiste :  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ .  $v$  étant la vitesse de l'électron et  $c$  la vitesse de la lumière.

Dans le régime relativiste, le mouvement n'est pas seulement perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde laser. La vitesse de l'électron possède une composante parallèle à l'axe de propagation qui devient prépondérante à la composante transverse dans les régime ultra-relativiste. La vitesse moyenne dans la direction longitudinale, en polarisation linéaire, s'écrit [41] :

$$v_z = \frac{a_0^4}{4 + a_0^2}$$

Après le passage de l'onde, l'électron revient au repos si il y était initialement.

Les solutions présentées ci-dessus sont valables pour des ondes planes, avec une amplitude uniforme spatialement et variant peu avec le temps. Les impulsions courtes, focalisées sur des petites surfaces, créent radialement de forts gradients d'intensité sur quelques longueurs d'ondes.

Lorsque le champ laser devient très intense des effets non-linéaires apparaissent. On peut le mettre en évidence en développant l'impulsion  $\vec{p}$  aux deux premiers ordres dans l'équation 2.2. À l'ordre 1 l'équation devient :

$$p_{\perp}^{\vec{}} = e\vec{A}$$

En injectant cette expression dans l'équation 2.2, nous trouvons l'équation régissant l'impulsion non-linéaire  $p_{\parallel}^{\vec{}}$  :

$$\frac{dp_{\parallel}^{\vec{}}}{dt} = -v_{\perp}^{\vec{}} \nabla_{\parallel} p_{\perp}^{\vec{}} = -\frac{1}{2m_e \gamma} \nabla_{\parallel} p_{\perp}^2$$

où  $\gamma = (1 + a^2 + p^2/m_e^2 c^2)^{1/2}$  est le facteur de Lorentz. Le terme de droite est la force pondéromotrice  $F_{pond} = -m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma$ . En moyennant sur les oscillations rapides à la fréquence laser, on obtient que  $\langle F_{pond}^{\vec{}} \rangle = -m_e c^2 \nabla \langle \gamma \rangle = -\frac{e^2}{2\gamma m_e} \nabla A^2$ . Cette expression montre que les électrons sont expulsés des zones de fort éclairement.

Une description complète de la force pondéromotrice relativiste est réalisée par B. Quesnel et P. Mora [90].

## 2.2.2 Grandeurs caractéristiques de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma ayant la densité électronique  $n_e$  s'écrit :

$$-\Delta \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{\mu_0 n_e e^2}{\gamma m_e} \vec{E},$$

Dans le cas d'une onde plane de pulsation  $\omega_{laser}$  et le nombre d'onde  $\vec{k}_{laser}$ , la résolution de cette équation pour un plasma homogène non relativiste ( $\gamma = 1$ ) conduit à la relation de dispersion suivante :

$$\omega_{laser}^2 = \omega_{pe}^2 + k_{laser}^2 c^2,$$

où  $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / m_e \varepsilon_0}$  est la *pulsation plasma électronique* qui caractérise la réponse électronique à l'écart de la neutralité.

Pour que l'onde puisse se propager dans le plasma, le nombre d'onde  $k_{laser}$  doit être réel donc la fréquence laser doit être supérieure à la fréquence plasma électronique :  $\omega_{laser} \geq \omega_{pe}$ . Ce qui permet de définir la *densité critique*  $n_c$  au delà duquel l'onde laser ne peut plus se propager :

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_{laser}^2}{e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_{laser, \mu m}^2} [\text{cm}^{-3}],$$

En effet, au delà de la densité critique le nombre d'onde devient imaginaire et l'onde devient alors évanescence. Elle ne se propage que sur une petite longueur caractéristique appelée *épaisseur de peau*  $l_s = c/\omega_{pe}$ , pour laquelle le champ électromagnétique est réduit d'un facteur  $1/e$ .

Dans le régime relativiste, il faut tenir compte du facteur relativiste  $\gamma \simeq \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ . La pulsation électronique est corrigé par le facteur de Lorentz  $\gamma$  et la pulsation effective du plasma est alors diminuée :

$$\omega_{pe}^{eff} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}}$$

L'impulsion laser très intense est donc capable de se propager au-delà de la densité critique classique, c'est le phénomène de transparence induite. La zone proche de la densité critique est la plus importante pour l'accélération des électrons.



## 2.3 Accélération des électrons

### 2.3.1 Mécanisme d'accélération des électrons en régime relativiste

La gamme d'intensité des lasers utilisés pour l'allumage rapide est comprise entre  $10^{18}$  et  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>. Ces intensités sont favorables pour le couplage du rayonnement laser avec les électrons. Dans ce régime d'interaction, le chauffage des électrons est tel que l'absorption de l'énergie laser par des mécanismes collisionnels est négligeable devant les mécanismes non-collisionnels. Seuls les mécanismes prépondérants sont présentés dans cette section. De plus, ils sont classés suivant l'angle d'incidence du laser, sa polarisation et l'état du pré-plasma au moment de l'interaction.

#### Laser en incidence normale

Dans cette configuration le champ électrique laser est toujours parallèle à la surface de la cible.

**Chauffage pondéromoteur.** Le chauffage pondéromoteur a pour la première fois été considéré par W.L Kruer et K. Estabrook [61]. Dans ce mécanisme, l'électron est accéléré directement par le champ laser incident lorsque le profil de densité est raide. Dans le régime des impulsions laser ultra intenses, la cible soumise aux champs laser intenses, est le siège d'effets non linéaires liés aux forts gradients de densité. Ces effets font apparaître une force capable de pousser, macroscopiquement la surface critique vers l'intérieur de la cible : la force pondéromotrice. En régime relativiste, la force pondéromotrice effective, moyennée sur une période laser, s'écrit en fonction du potentiel vecteur :

$$\overline{F}_{pond} = -\frac{e^2}{2\bar{\gamma}m_e}\nabla\overline{A^2} \quad (2.6)$$

avec

$$\bar{\gamma} = \left(1 + \frac{\bar{p}^2}{m_e^2c^2} + \frac{e^2\overline{A^2}}{m_e^2c^2}\right) \quad (2.7)$$

Quelle que soit la charge des particules, elles sont éjectées des régions de forts champs.

En régime relativiste, les électrons oscillent à des vitesses proches de celle de la lumière et la composante magnétique de la force de Lorentz,  $\vec{v} \times \vec{B}$ , n'est donc plus négligeable devant la composante électrique. Combinées

à la charge d'espace, la trajectoire des électrons est en forme de "8", superposée à un mouvement de dérive, dut à la force pondéromotrice. Les électrons qui se trouvent sur le bord raide du plasma sont éjectés de celui-ci par la force de Lorentz puis rappelés. Par conséquent ils rentrent dans le plasma avec une énergie de l'ordre de l'énergie d'oscillation et emportent cette énergie avec eux à l'intérieur du plasma. Cela résulte en une émission de paquets d'électrons à chaque demi-période laser. Les électrons ainsi accélérés ont une distribution énergétique proche d'une Maxwellienne dont la température peut être associée au potentiel pondéromoteur [125]. Dans les unités pratiques elle est :

$$T \simeq 0.511 \text{ MeV} \left[ \sqrt{1 + 0.7 \left( \frac{I_0}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right) \left( \frac{\lambda_{laser}}{1 \text{ } \mu\text{m}} \right)^2} - 1 \right] \quad (2.8)$$

Ce mécanisme est valable pour les polarisations laser linéaires mais ce n'est pas le cas pour la polarisation circulaire.

**Absorption par instabilités paramétriques.** La description du chauffage paramétrique est donnée par A. Modena et ses collaborateurs [72]. Ce type de chauffage est particulièrement efficace dans les plasmas sous-critiques générés par le piédestal de l'impulsion laser. Dans ces conditions l'onde laser est soumise à des instabilités paramétriques capables de transférer l'énergie laser sur des ondes électromagnétiques transverses de direction et de fréquence quelconque et sur des ondes longitudinales plasma ou acoustiques.

Par exemple, pour des plasmas sous-denses, dont la densité critique est au dessus de  $0.25 n_c$ , la diffusion Raman stimulée est prépondérante. Dans ce processus, l'interaction laser/plasma donne lieu à une onde électromagnétique transverse et onde plasma électronique longitudinale. Les électrons sont soit accélérés par la résonance onde-particule soit piégés et accélérés par déferlement suivant l'axe des gradients de densité.

### Laser en incidence oblique

Dans cette configuration, la composante longitudinale du champ électrique n'est pas nulle si l'onde est polarisée dans le plan d'incidence (P). Les mécanismes dominants en incidence oblique dépendent fortement de la longueur du préplasma  $L$  [101].

**Chauffage du vide.** Le chauffage du vide a été mis en évidence pour la première fois par F. Brunel [14]. Ce mécanisme d'absorption est prépondérant pour des plasmas à bords raides, c'est à dire lorsque la longueur du pré-plasma est inférieure à la longueur d'oscillation des électrons dans le champ laser. À une demi période laser, le champ électrique extrait un paquet d'électrons de l'épaisseur de peau<sup>2</sup> vers le vide. À la demi période suivante, ils sont réinjectés dans le plasma par le champ électrostatique de rappel. Ce dernier s'affaiblissant dans l'épaisseur de peau, les électrons sont accélérés vers l'intérieur de la cible. Une manière simple de résumer ce mécanisme est de dire que les électrons accélérés vers le vide absorbent l'énergie laser et le transportent dans le plasma.

Ce mécanisme est semblable au chauffage pondéromoteur. Il est d'autant plus efficace que la longueur d'oscillation des électrons dans le champ laser est supérieur à la longueur du gradient de la densité.

L'énergie moyenne des électrons accélérés est aussi donné par l'équation 2.8 où il faut tenir compte seulement de la composante normale du champ laser.

En tenant compte de la réflexion partielle du champ électrique sur le plasma et de la dynamique relativiste des électrons, le coefficient d'absorption dû à l' *Effet Brunel* s'écrit, par la formule approchée proposée par Gibbon et Bell [41] :

$$A_{eb} = \frac{1}{a_0\pi} f[(1 + f^2 a_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - 1] \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \quad (2.9)$$

où  $f = 1 + (1 - \eta)^{1/2}$ ,  $\eta = \frac{4a_0 \sin^3 \theta}{\pi \cos \theta}$  et  $\theta$  représente l'angle d'incidence du laser.

**Absorption résonnante.** Ce mécanisme d'absorption est efficace pour les grandes longueurs de préplasma :  $L \gg \lambda_{laser}$  et pour les intensités lasers faiblement relativistes, c'est-à-dire inférieure à  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Lorsque ces conditions sont réunies, l'impulsion laser, en incidence oblique et en polarisation P<sup>3</sup>, se propage jusqu'à la densité électronique  $n_e = n_c \cos^2 \theta$ . Le champ électrique longitudinal induit par l'interférences des ondes incidente et réfléchi va exciter une onde plasma électronique de pulsation  $\omega_{laser}$  dans la direction de la normale qui, à la surface critique  $n_e = n_c$  devient résonnante ( $\omega_{pe} = \omega_{laser}$ ) [37]. Cette dernière va interagir fortement avec les électrons et assurer l'absorption de l'énergie laser.

---

2. L'épaisseur de peau  $\delta_s = 5.31 \cdot 10^5 \times n_e^{-1/2}$  [cm<sup>-3</sup>] est la distance sur laquelle le champ électromagnétique pénètre dans la plasma.

3. Le champ électrique de l'impulsion laser se trouve dans le plan défini par la normale à la cible et la direction de propagation.

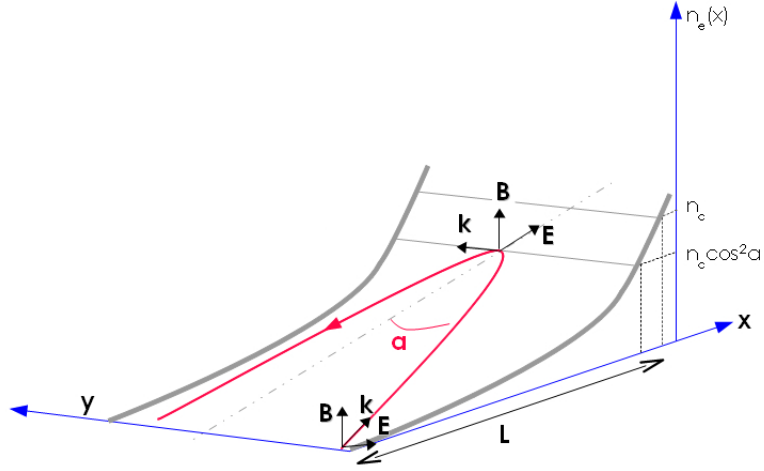


FIGURE 2.5 – Impulsion laser oblique , formant un angle  $\theta$  avec la normale, en polarisation p partiellement réfléchie dans le gradient de densité. L représente la longueur du préplasma.

Le taux d'absorption  $A_{res}$  de ce mécanisme est [123] :

$$A_{res} = \frac{1}{2} \left[ 2.3 \sqrt[3]{\frac{2\pi L_{grad}}{\lambda_{laser}}} \exp\left(-\frac{4\pi L_{grad}}{3\lambda_{laser}}\right) \right]^2$$

où  $L_{grad}$  représente la longueur du gradient. L'absorption est maximale pour l'angle  $\theta_{max}$  :

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\sqrt[3]{\frac{\lambda_{laser}}{2\pi L_{grad}}}\right).$$

Ce type de mécanisme génère une population d'électrons chauds maxwelliens de température  $T_{eh}$  [31, 36] :

$$T_{eh}[\text{keV}] \simeq 14(T_{e,\text{keV}} I_{laser,16} \lambda_{laser,\mu\text{m}}^2)^{1/3}$$

où  $T_{e,\text{keV}}$  est la température des électrons du plasma en keV,  $I_{laser,16}$  est l'intensité laser en  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et  $\lambda_{laser,\mu\text{m}}$  sa longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ .

Nous venons de voir les différents mécanismes d'absorption de l'énergie laser et d'accélération au delà de la densité critique. Nous allons maintenant étudier leurs propriétés et leur transport.

### 2.3.2 Propriétés des électrons accélérés

L'énergie laser absorbée est transformée en électrons rapides par les mécanismes d'accélération décrit précédemment. Le spectre en énergie de ces électrons est très souvent représenté par une fonction gaussienne  $f(E)$  du type :

$$f(E) \propto \beta\gamma^2 \exp\left(-\frac{E}{T_b}\right) \quad (2.10)$$

L'équation 2.10 est appelée fonction maxwellienne.  $T_b$  représente l'énergie moyenne des électrons accélérés.

En 1986, Gitomer et ses collaborateurs [42] montrent que cette énergie est proportionnelle à l'éclairement laser,  $I\lambda^2$ , et varie en  $(I\lambda^2)^{1/3}$  pour des intensités laser comprises entre  $10^{11}$  et  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.

En 1992, Wilks et ses collaborateurs [125] montrent que l'énergie moyenne des électrons évolue, avec l'éclairement, comme le potentiel pondéromoteur : voir l'équation 2.8. Ce résultat est appuyé par les expériences [67], [132] et [22], où, le calcul des énergies moyennes est basé sur l'analyse des spectres d'électrons et de protons en face arrière des cibles.

En 1997, les travaux de Beg et ses collaborateurs [8] sont en accord avec les résultats de Gitomer jusqu'à des intensités laser de  $10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>. La loi empirique déterminant l'énergie moyenne des électrons accélérés par laser est :

$$T[MeV] = 0.215(I_{18}\lambda_{\mu m}^2)^{1/3} \quad (2.11)$$

où  $I_{18}$  est l'intensité laser normalisée à  $10^{18}$  W.cm<sup>-2</sup> et  $\lambda_{\mu m}$  la longueur d'onde laser exprimée en micromètre. Ce résultat est appuyé par les expériences [17] et [85], où, l'énergie moyenne des électrons est calculée à partir des mesures des spectres de rayonnement bremsstrahlung, et par le modèle théorique relativiste développé par Haines et ses collaborateurs [48]. Ils montrent que la loi de Beg 2.11 est valide jusqu'à  $10^{21}$  W.cm<sup>-2</sup>. En 2011, Kluge et ses collaborateurs [55] présentent une nouvelle approche, basée sur une moyenne pondérée de l'énergie cinétique d'un ensemble d'électrons. Ce modèle montre que pour des intensités inférieures  $10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>, le modèle pondéromoteur, équation 2.8, est le plus approprié. Pour des intensités supérieures à  $10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>, le modèle pondéromoteur sur-estime l'énergie moyenne des électrons et le modèle de Beg et Haines la sous-estime. L'énergie moyenne des électrons est donnée par :

$$T[MeV] = \frac{2\pi}{\int_0^{2\pi} \gamma^{-1}(t) dt} - 1 \quad (2.12)$$

où  $\gamma(t) = S^2/2 + 2/S^2 - 1$  avec  $S = \sqrt[3]{\sqrt{(3a \sin \omega_0)t^2 + 8} + 3a \sin \omega_0 t}$ . Les termes  $a$  et  $\omega_0$  correspondent respectivement au champ laser normalisé, équation 2.5, et à la pulsation laser.

Les différentes lois sont présentées sur la figure 2.6 :

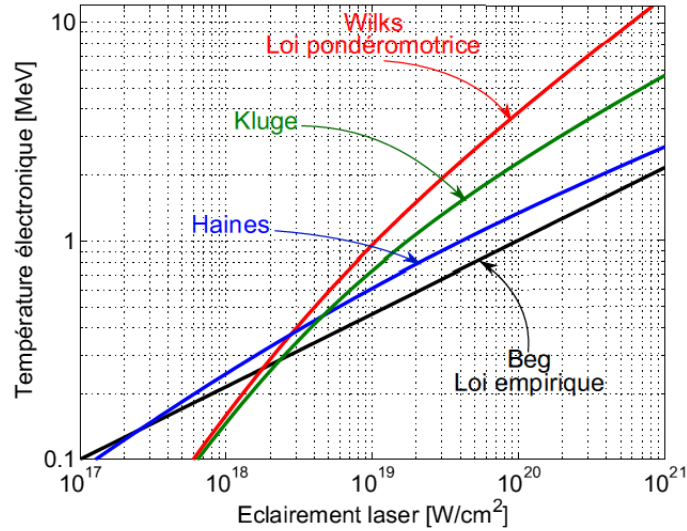


FIGURE 2.6 – Comparaison des différentes lois donnant l'énergie moyenne des électrons en fonction de l'éclairement laser (figure extraite de [121]).

De nombreux modèles définissent l'énergie moyenne des électrons accélérés par laser. La mesure expérimentale de cette énergie est compliquée. Il est donc difficile de définir avec une grande précision cette énergie moyenne.

### 2.3.3 Le transport collectif

Le transport des électrons dans la matière est un phénomène complexe, il y a de nombreux aspects à prendre en compte : un aspect collisionnel où la trajectoire de l'électron est considérée individuellement mais aussi un aspect collectif où la propagation du courant entraîne la génération de champ électromagnétique et d'un courant de neutralisation. Ces phénomènes sont à l'origine de la divergence ou du confinement du faisceau électronique ainsi que de ses instabilités. Une description plus détaillée du transport des électrons se trouve dans la thèse de Laurent Gremillet [45]. Une illustration de ces phénomènes est donnée sur la figure 2.7

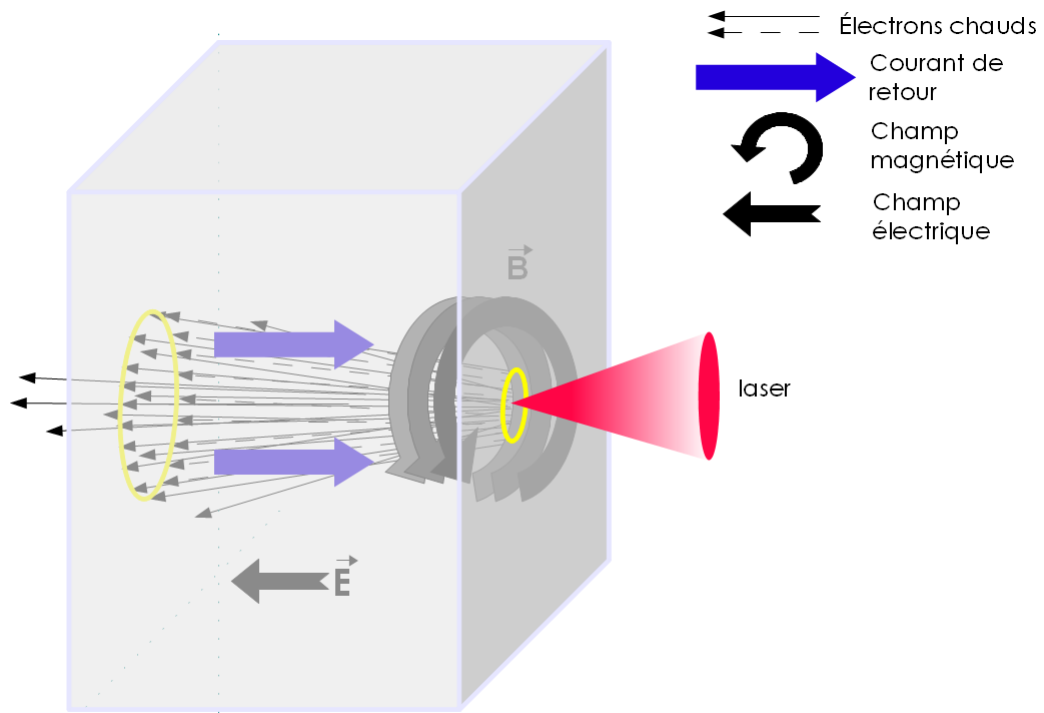


FIGURE 2.7 – Schématisation du transport d'un faisceau d'électrons dans une cible solide.

### Le courant de retour

Le faisceau intense d'électrons, issu de l'interaction laser/plasma, génère un champ électrostatique qui tend à éjecter les électrons du plasma hors du faisceau. Le champ magnétique, lui, est source du champ électromoteur accélérant des électrons du plasma dans le sens inverse du courant incident : c'est le courant de retour. Ces processus assurent la neutralité du milieu et se mettent en place sur une échelle de temps de l'ordre de la femtoseconde<sup>4</sup>. On distingue alors deux populations d'électrons : les électrons *chauds* désignent les électrons du faisceau incident et les électrons *froids* qualifient ceux du plasma assurant du courant de retour.

Le courant incident génère un champ magnétique intense qui empêche sa propagation dans le vide : c'est la limite de courant dite d'Alfvén<sup>5</sup> [2, 24, 25]. Mais cette limite peut être dépassée par le courant incident

4.  $\omega_{pe}^{-1}$  l'inverse de la fréquence plasma.

5.  $I_{Alfvén} = \frac{\gamma_b v_b e}{r_s}$  où  $\gamma_b$  est le facteur de Lorentz associé à la vitesse  $v_b$  des électrons et la charge des électrons et  $r_s = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$  le rayon électronique.

dans un milieu dense puisqu'au total c'est la somme des courants incident et de retour qui compte. En effet, le champ magnétique se voit alors fortement affaibli par le courant de retour qui permet la propagation du faisceau incident.

La neutralisation du courant incident peut être mise en évidence en considérant un faisceau d'électrons rigide de forme cylindrique [64]. Le champ magnétique induit s'étend typiquement sur l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta_s = \frac{c}{\omega_p}$ . Si elle est inférieure au rayon du faisceau électronique incident, la neutralisation peut être considérée comme parfaite. Ce qui est le cas dans les conditions expérimentales pertinentes pour l'allumage rapide. Ce phénomène se produit dans un temps :  $\frac{1}{\nu_{ei}}$ , où  $\nu_{ei}$  le terme de taux de collision électron-ion, qui est de l'ordre de la femtoseconde dans un milieu solide.

La neutralisation du faisceau électronique par le courant de retour ne dure pas indéfiniment. Le courant de retour fini par être diffusé à cause de son inhomogénéité radiale, entraînant une détérioration du faisceau électronique incident. Le champ magnétique est lui aussi diffusé, sur une échelle de temps caractéristique de  $\tau_D = \mu_0 R_b^2 \sigma$  où  $R_b$  est le rayon du faisceau et  $\sigma$  est la conductivité. Dans nos conditions expérimentales ce temps de diffusion magnétique est de l'ordre de la dizaine de picosecondes, c'est aussi la durée maximale du temps d'existence de notre faisceau électronique incident. Cette échelle de temps est tout à fait pertinente pour le transport du faisceau d'électrons dans les conditions de l'allumage rapide.

## La résistivité

Le transport des électrons dépend de la résistivité électrique du milieu traversé. C'est l'inverse de la conductivité  $\eta = 1/\sigma$ , elle dépend de la température et, les électrons entraînent le chauffage de la cible via les collisions avec les électrons du courant de retour. Il est donc nécessaire de définir la résistivité des matériaux traversés.

La résistivité d'un métal est classiquement représenté par le modèle de Drude :

$$\eta = \frac{m_e \nu_e(T_e)}{e^2 n_e}$$

où  $e$ ,  $n_e$  et  $m_e$  représente respectivement la charge, la densité et la masse électronique. La fréquence des collisions électroniques dépend de la den-



sité et de la température électronique du milieu  $T_e$ . Mais, dans notre cas, la densité électronique ne change pas assez fortement donc la dépendance en température domine :

- pour des métaux froids, dans la limite  $T_e \ll T_F$ , où  $T_F$  est la température de Fermi, les collisions sont dominés par celles électrons-phonons [131].
- Lorsque la température du milieu augmente, dans la limite  $T_e < T_F$ , les collisions sont dominées par celles électrons-électrons, comme c'est décrit par Aschcroft et Mermin [3].
- Dans la limite  $T_e \gg T_F$ , les atomes sont complètement ionisés et les électrons se comportent comme un gaz classique dont la fonction de distribution est maxwellienne. La fréquence de collision est donnée par la formule de Spitzer [108],
- Dans le régime de transition entre les limites décrites par Aschcroft, Mermin et Spitzer, la résistivité est quasi-constante, elle est décrite par la formule proposée par B. Chimier [18].

### Évolution temporelle du champ magnétique induit

Même si la neutralisation du faisceau d'électrons est parfaite, le champ magnétique n'est pas complètement neutralisé et peut être assez important pour affecter la divergence du même faisceau électronique qui est à l'origine de ce champ [20].

Ce champ magnétique résiduel est induit par le champ électromoteur produit par la résistance du plasma au courant de retour. Il est calculé à partir des équations suivantes :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad \text{Maxwell-Faraday,} \quad (2.13)$$

$$\vec{E} = \eta \vec{j}_p \quad \text{loi d'Ohm,} \quad (2.14)$$

$$\vec{j}_p + \vec{j}_b = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad \text{Maxwell-Ampère} \quad (2.15)$$

$\implies$  (le courant de déplacement est négligeable dans l'échelle de temps ps).

où  $\eta = \frac{1}{\sigma}$  est la résistivité par rapport au courant plasma  $\vec{j}_p$  et  $\vec{j}_b$  est le courant des électrons chauds. Par conséquent, même si la neutralisation est parfaite et le champ magnétique peut être négligé dans l'équation 2.15, le courant de retour induit un champ électrique résistif selon l'équation 2.14. Si le faisceau est inhomogène, la rotation de ce champ électrique

n'est pas nulle. Un champ magnétique est alors induit, selon l'équation 2.13, ce qui signifie, selon 2.15, que la neutralisation n'est pas parfaite. Des équations 2.13 et 2.14 on en déduit l'évolution temporelle du champ magnétique :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \vec{\nabla} \times \vec{j}_p + \vec{\nabla} \eta \times \vec{j}_p \quad (2.16)$$

Cette équation montre que l'évolution temporelle du champ magnétique dépend de la rotation de courant de retour et du gradient de résistivité du plasma. Suivant la dépendance spatiale de chacun de ces termes, le champ magnétique créé est soit répulsif ou attractif. Ce qui entraîne la divergence ou la convergence du faisceau d'électrons chauds. C'est pourquoi de nombreuses équipes de recherche proposent de contrôler la divergence du faisceau électronique par les champs magnétiques produit par les gradients de résistivité [23, 85, 54, 91, 103].

Parce que la neutralisation n'est pas parfaite, on injecte le courant de retour de l'équation 2.15 dans l'équation 2.13. L'évolution temporelle du champ magnétique s'exprime, alors, en fonction de la résistivité du plasma liés aux courants  $j_b$  des électrons chauds :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (-\eta \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \eta \times \vec{\nabla} \vec{B}) + \eta \vec{\nabla} \times \vec{j}_b + \vec{\nabla} \eta \times \vec{j}_b \quad (2.17)$$

Dans le membre droit de l'équation 2.17 apparaît le terme de diffusion magnétique  $\eta \nabla^2 \vec{B}$  qui devient prépondérant lorsque la résistivité du plasma est importante. Le temps de la diffusion du champ magnétique  $\vec{B}$  est  $\frac{\mu_0 R_b^2}{\eta}$  où  $R_b$  est le rayon du faisceau d'électrons. Nous reviendrons plus en détail dans la suite sur l'évolution de ce champ magnétique et ces conséquences sur le transport électronique.

Le gradient de résistivité et la rotation de courant ne sont pas les seuls sources du champ magnétique. L'équation générale décrivant leurs génération est donnée par [30, 47] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = & -\frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B} + \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \eta \times \vec{\nabla} \vec{B} + \eta \vec{\nabla} \times \vec{j}_b + \vec{\nabla} \eta \times \vec{j}_b \\ & - \vec{\nabla} \times \left( \frac{\vec{j}_b \times \vec{B}}{en_e} \right) + \frac{e}{en_e} (\vec{\nabla} T_e \times \vec{\nabla} n_e) + (\vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Les quatre premiers termes de l'équation 2.18 sont ceux présentés plus haut dans l'équation 2.17. Les termes suivants sont respectivement : le terme de Hall, le terme thermoélectrique et enfin le terme convectif qui sont négligeables dans nos expériences. Ces termes se manifestent sur des échelles de temps plus longues et ne seront pas discutés dans cette thèse. Expérimentalement, la première observation de ces champs magnétiques, près de la densité critique, a été réalisée par Stamper [110] et sont de l'ordre du kG. Depuis de nombreuses expériences ont mis en évidence différents aspects de la génération des champs magnétiques [133, 11, 76, 122, 109]. Des techniques innovantes comme la coupure des hautes harmoniques et la radiographie protonique permettent de sonder ces champs dans la région sur-dense des plasmas. Certaines techniques ont permis d'observer l'évolution temporelle du champ magnétique avec une résolution de l'ordre de la picoseconde et mettent en évidence des champs supérieurs aux MégaGauss [99, 98, 100, 52].

### 2.3.4 Le transport collisionnel

Dans cette section, nous considérerons les effets liés aux collisions des électrons rapides avec les particules du plasma. En effet, les collisions entre les électrons du faisceau sont négligeables (dues au faible rapport des densité faisceau/plasma). Chaque électron du faisceau interagit avec le plasma séparément des autres. Au cours de sa propagation dans la matière, les collisions élastiques avec les électrons et les ions du plasma vont contribuer à la déviation de la trajectoire de chaque électron et par conséquent à la divergence du faisceau d'électrons. Les collisions élastiques avec les électrons vont participer à son ralentissement.

#### La diffusion angulaire

Au cours des collisions élastiques, avec les ions du milieu, l'énergie cédée par l'électron est proportionnelle au rapport des masses  $m_e/m_i \sim 1/2000$  et est donc négligeable : il est essentiellement diffusé. La diffusion simple d'un électron sur un ion est bien décrite par le modèle de Rutherford corrigée [84] ; celui-ci prend en compte l'écrantage du noyau par les électrons atomiques aux travers de l'angle d'écran  $\theta_0$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\gamma^2 \beta^4} \left( \frac{1}{4 \sin^2(\frac{\theta}{2}) + \theta_0^2} \right)^2$$

où  $r_e$  est le rayon classique de l'électron,  $Z$  est le numéro atomique du milieu,  $\gamma$  est le facteur de Lorentz,  $\beta$  est la vitesse de l'électron incident normalisée,  $\theta$  est l'angle de déviation et  $\theta_0$  est l'angle d'écran<sup>6</sup>, qui tient compte de la coupure de l'interaction électron-ion à la longueur de Debye, de la section efficace de diffusion aux petits angles.

Dans le cas où la distance parcourue par chaque électron est bien supérieure au libre parcours moyen, il est intéressant de considérer l'effet de plusieurs collisions sur la trajectoire d'un électron, en tenant compte du fait que la déviation des électrons dans chaque collision est une variable aléatoire. C'est pour cette raison qu'une théorie de la diffusion multiple a été développée par G. Molière [73]. C'est une théorie statistique qui permet de moyennner l'effet de multiples collisions que rencontrent un électron le long de sa trajectoire. Nous présenterons sur la figure 2.8, l'angle moyen de diffusion, calculé par la théorie de Molière, en fonction de l'énergie des électrons incidents dans une cible d'aluminium de 20 et 75  $\mu\text{m}$ .

L'aluminium est le matériau utilisé dans nos expériences bien qu'il ne sera pas utilisé dans les cibles au gain. Il est très souvent utilisé dans les expériences actuelles pour modéliser un milieu dense.

Les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV sont peu déviés de leurs trajectoires (l'angle moyen de diffusion est inférieur à  $25^\circ$ ) pour une épaisseur de la cible d'aluminium inférieure à 100  $\mu\text{m}$ , voir la figure 2.8. L'angle moyen de diffusion devient supérieur à  $50^\circ$  pour les électrons de 160 keV au bout de 20  $\mu\text{m}$  et pour les électrons de 300 keV au bout de 75  $\mu\text{m}$ .

## Le pouvoir d'arrêt

Les collisions élastiques entre les électrons sont à l'origine de la perte d'énergie des électrons incidents. Dans les solides froids les collisions se font principalement avec les électrons liés des atomes. La perte d'énergie par unité de longueur, dénommée le pouvoir d'arrêt, s'écrit [95] :

$$\frac{d\varepsilon}{ds} = -\frac{2\pi n_i Z e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} \right) + 1 - \beta^2 \dots \right. \\ \left. \dots - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right\} \quad (2.19)$$

---

6. Angle d'écran :  $\theta_0 = \frac{\alpha Z^{1/3}}{\gamma \beta}$  où  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$  est la constante de la structure fine.

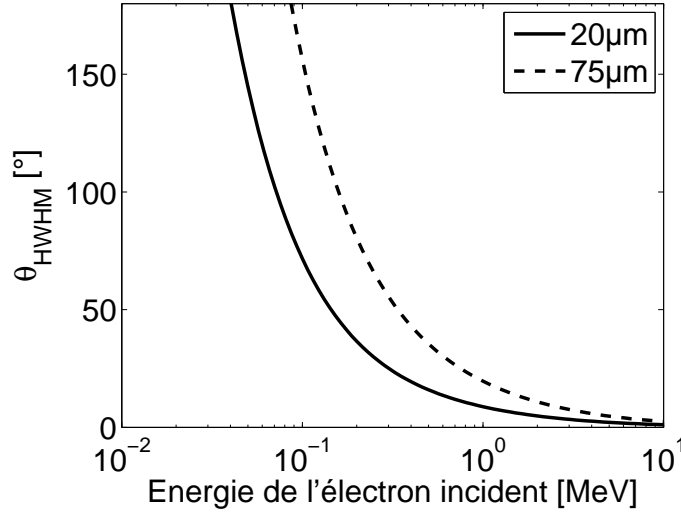


FIGURE 2.8 – Angle moyen de la diffusion en fonction de l'énergie des électrons se propageant dans une cible d'aluminium de 20 et 75  $\mu\text{m}$ , calculé par la théorie de Molière. Les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV sont peu déviés de leurs trajectoires quelques soient l'épaisseur de la cible. L'angle moyen de diffusion devient supérieur à  $50^\circ$  pour les électrons de 160 keV au bout de 20  $\mu\text{m}$  et pour les électrons de 300 keV au bout de 75  $\mu\text{m}$ .

où  $\varepsilon = (\gamma - 1)m_e c^2$  est l'énergie cinétique de l'électron incident,  $s$  est la distance qu'il parcourt,  $n_i$  est la densité atomique,  $\gamma$  le facteur relativiste et  $\beta$  la vitesse normalisée par la vitesse de la lumière.  $I_0$  représente le potentiel moyen d'ionisation de la cible donné par la formule empirique de R.M. Sternheimer [113] :

$$I_0 = 9.76 Z + 58.8 Z^{-0.19} \text{ [eV]}$$

Enfin  $\delta$  représente l'effet de densité [32, 112]. Il décrit le fait que l'électron incident interagit avec le champ de polarisation d'atome créé par plusieurs électrons atomiques à la fois et en diminuant l'efficacité de la diffusion dû à la polarisation du milieu.

Pour des cibles de haut numéro atomique  $Z$  et des électrons incidents de hautes énergies ( $\sim 10$  MeV pour l'aluminium), le phénomène de perte d'énergie radiative peut devenir non négligeable et dépasser les pertes d'énergie dues aux collisions. C'est le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung, qui correspond à l'émission des photons lors de la collision inélastique entre un électron et un ion. Mais ce régime n'a pas de grand intérêt pour l'allumage rapide où l'énergie des électrons doit être de quelques

MeV.

Le National Institute of Standards and Technology (NIST) met à notre disposition un site internet<sup>7</sup> qui permet de calculer, entre autre, le pouvoir d'arrêt des électrons dans des éléments simples ainsi que dans un large choix d'éléments composés. La figure 2.9 montre le pouvoir d'arrêt collisionnel et radiatif des électrons dans l'aluminium calculé par ESTAR sur le cite du NIST.

Dans le cas des solides chauds le degré d'ionisation augmente et il faut

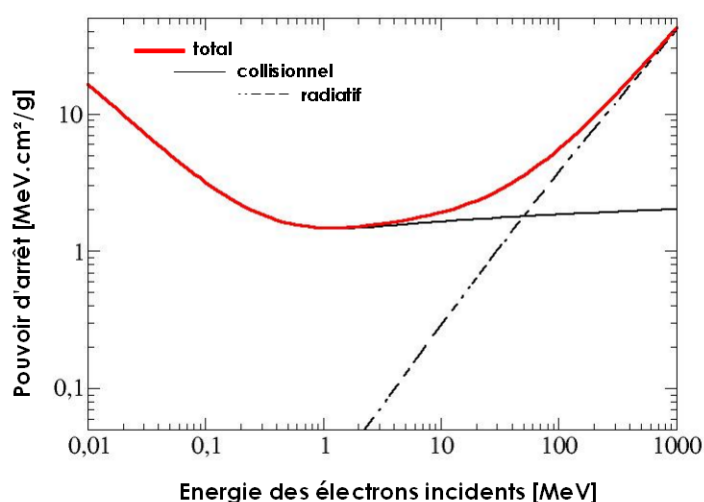


FIGURE 2.9 – Représentation des pouvoirs d'arrêts collisionnel, radiatif et total des électrons dans l'aluminium calculé par le programme ESTAR du NIST. Pour des électrons ayant une énergie supérieure à 10 MeV, les pertes d'énergies radiatives ne sont plus négligeables et deviennent supérieures aux pertes collisionnels lorsque leur énergie dépasse les 30 MeV.

ajouter deux autres termes à l'équation 2.19. Il faut tenir compte des collisions avec les électrons libres, l'excitation des ondes plasma et le rayonnement de freinage [89, 81, 120, 27]. Les figures 2.10 et 2.11 représentent le pouvoir d'arrêt des électrons dans une cible d'aluminium de températures 10 eV et 10 keV respectivement :

7. <http://www.nist.gov/pml/data/star.index.cfm> Calcul du pouvoir d'arrêt des électrons, des protons et des ions hélium par les méthodes décrites dans les rapports 37 et 49 de l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements).

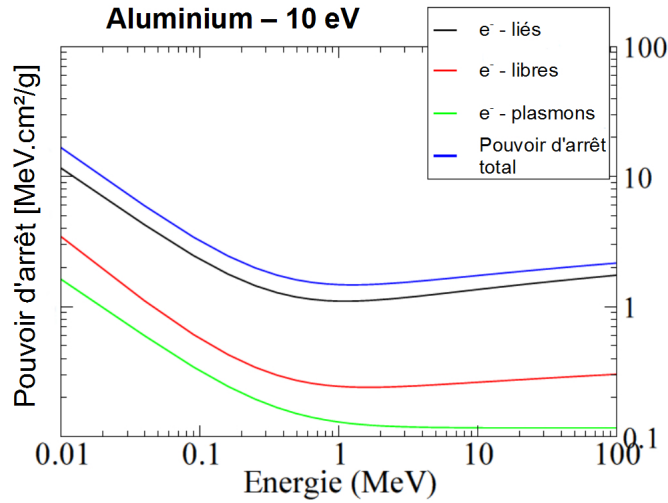


FIGURE 2.10 – Représentation du pouvoir d’arrêt total des électrons (en bleu) dans une cible d’aluminium de 10 eV [92]. En noir : contribution des collisions électrons-électrons liés, en rouge : contribution des collisions électrons-électrons libres, en vert contribution des collisions : électrons-plasmons.

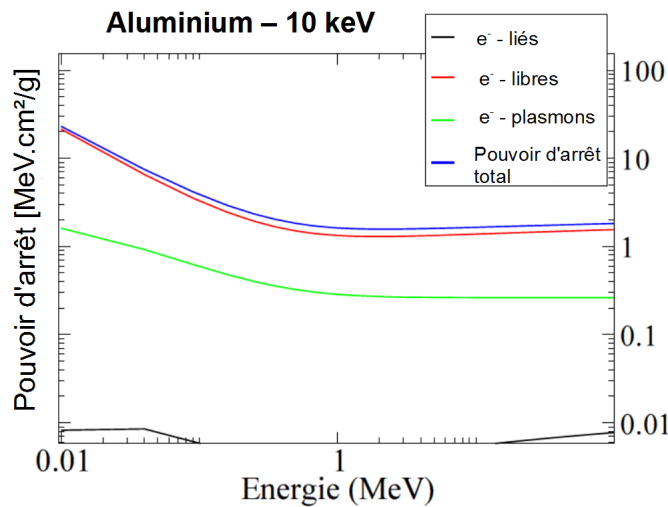


FIGURE 2.11 – Représentation du pouvoir d’arrêt total des électrons (en bleu) dans une cible d’aluminium de 10 keV [92]. En noir : contribution des collisions électrons-électrons liés, en rouge : contribution des collisions électrons-électrons libres, en vert contribution des collisions : électrons-plasmons.

Le pouvoir d’arrêt total des électrons reste globalement insensible aux effets liés à la température voir les figures 2.10 et 2.11. La section efficace

dépend seulement de la vitesse relative entre des particules et donc de l'énergie de l'électron rapide. Dans notre expérience, pour des cibles dont l'épaisseur est inférieure à la centaines de microns, les électrons d'énergie de l'ordre d'un MeV ont un pouvoir d'arrêt d'environ 0.5 MeV/mm. Les électrons déposent alors, moins de 5 % de leur énergie dans la cible. Par conséquent, les pertes collisionnelles ne sont pas prépondérantes, dans notre expérience, bien qu'elles soient prises en compte dans les simulations numériques.



## 2.4 Expériences et modélisation du transport des électrons rapides

La divergence du faisceau d'électrons est un paramètre critique pour l'allumage du cœur dense de la cible de DT comprimé. Les données expérimentales montrent une divergence variant, à mi-hauteur, de  $20^\circ$  à  $40^\circ$  pour une intensité comprise entre  $10^{18}$  et  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> voir la figure 2.12.

Sachant que les électrons devront parcourir une distance d'environ 300  $\mu$ m pour déposer leur énergie et allumer la cible, il apparaît nécessaire de limiter cette divergence.

Des solutions permettant d'améliorer le transport ont déjà été proposées :

- optimiser la forme et la matière du cône [79],
- utiliser des cibles composées de différentes résistivités [16, 129, 93, 54, 91]
- jouer sur la dynamique temporelle de la résistivité [103].

Mais ces propositions sont complexes et difficiles, pour certaines, d'être adaptées à une cible sphérique.

Les expériences réalisées sur le contrôle et le guidage du faisceau d'électrons sont présentées dans les sous-sections suivantes.

Celle réalisée sur le contrôle du courant d'électrons [103], dans un métal, montre qu'il est possible de maîtriser la croissance du champ magnétique résistif, régissant le transport du faisceau d'électrons, en jouant sur la dynamique d'ionisation de la cible.

Les deux expériences réalisées sur le guidage des électrons dans les solides, exploitent les forts champs magnétiques créés à l'interface de deux métaux de résistivités électriques différentes. Elles sont basées sur les travaux de A.P.L. Robinson et M. Sherlock [93]. Ils ont démontré, à l'aide de simulations numériques réalisées avec un code hybride Vlasov-Fokker-Planck, qu'une cible cylindrique composée d'une fibre de résistivité supérieure à celle de son revêtement, limite la divergence du faisceau d'électrons. Cette méthode permet de renforcer le gradient naturel de résistivité, impliqué par la juxtaposition des deux matériaux de différentes résistivité, et d'augmenter le pouvoir de confinement du champ magnétique.

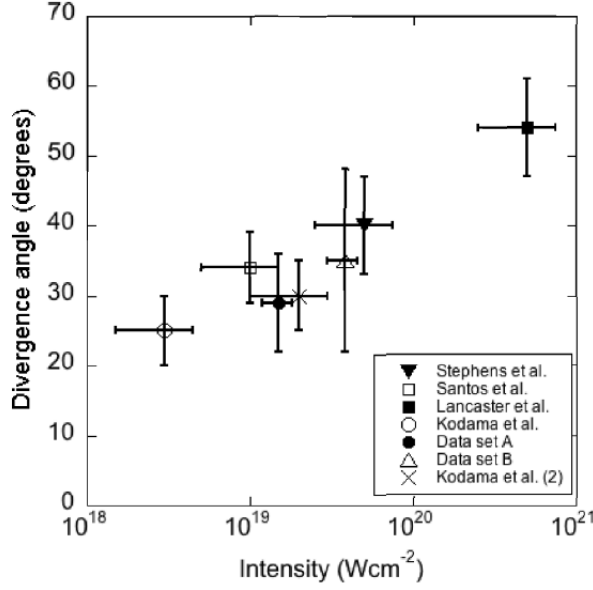


FIGURE 2.12 – Angles de divergences expérimentaux du faisceau d’électrons en fonction de l’intensité laser [44]. Données expérimentales : Kodama *et al* [59] , Kodama *et al* (2) [57], Santos *et al* [58], Stephens *et al* [111], Lancaster *et al* [62] et Data set A (faisceau laser défocalisé) et Data set B (faisceau laser focalisé) Green [44].

### 2.4.1 Manipulation du transport du faisceau d’électrons dans des cibles métalliques [103]

L’expérience a été réalisée sur l’installation laser 100 TW du LULI. Elle délivre une énergie de 20 à 30 J en 350 fs et est focalisée sur une tache focale de diamètre de 6  $\mu\text{m}$  à mi-hauteur. L’intensité maximale atteint  $6 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ . Les cibles sont des feuilles métalliques d’aluminium, de cuivre et d’or, d’épaisseur variant entre 10 et 40  $\mu\text{m}$ . Le courant d’électrons engendré par l’interaction laser est supérieur au Méga Ampère (MA). Afin d’étudier l’influence du champ magnétique auto-généré sur les électrons d’énergies proches de 1 MeV (énergie moyenne de la distribution électronique), Sentoku et ses collaborateurs ont utilisé l’imagerie de protons en face arrière de la cible, réalisée grâce au film radiochromiques (RCF). Ce diagnostic s’appuie sur le fait que de l’accélération des protons, de la face arrière de la cible dépend des caractéristiques des électrons rapides. Donc, l’empreinte des protons, enregistrée en face arrière des cibles métalliques, est le reflet de la répartition spatiale des électrons qui ont traversé la cible. De plus, les protons détectés par l’empilement de RCFs sont accélérés principalement par les électrons dans la gamme

d'énergie qui nous intéresse ici.

Le dispositif et les résultats expérimentaux sont présentés dans la figure 2.13 : le signal 1(a), enregistré en face arrière d'une cible de  $40 \mu\text{m}$  d'aluminium, présente de grandes modulations. Lorsque l'énergie laser est diminuée ces modulations disparaissent progressivement image 1(e) et 1(f). La cible de  $10 \mu\text{m}$  d'or, figure 1(d), produit une distribution plus uniforme présentant un pic d'intensité en son centre. Le distribution de protons enregistrée en face arrière d'une cible de  $15 \mu\text{m}$  de cuivre à une forme de 'doughnut'(la dose déposée par les protons est plus importante en périphérie qu'en son centre), tandis que celle enregistrée en face arrière d'une cible de  $40 \mu\text{m}$  de cuivre est uniforme.

La modélisation et l'interprétation des résultats expérimentaux ont été

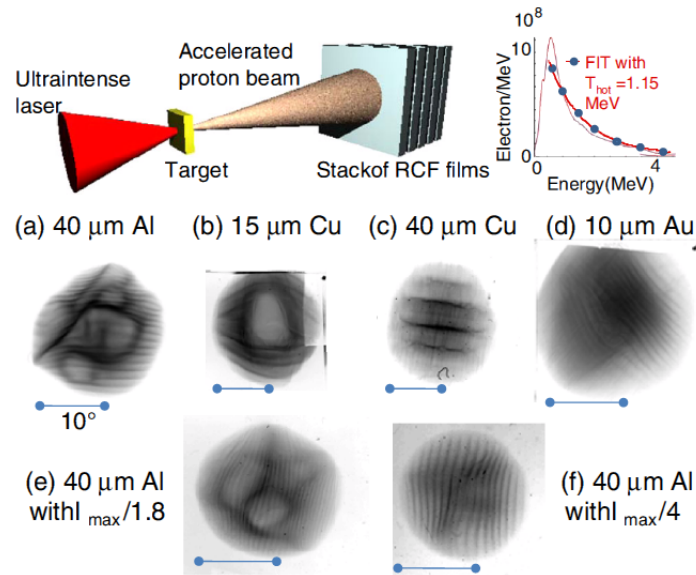


FIGURE 2.13 – Dispositif expérimental (en haut à gauche). Spectre des électrons enregistré par un spectromètre magnétique, lors de l'interaction avec une cible d'or de  $10 \mu\text{m}$  d'épaisseur (en haut à droite). (a) Empreinte des protons de 6 MeV en face arrière d'une feuille de  $40 \mu\text{m}$  d'aluminium, (b) d'une feuille de  $15 \mu\text{m}$  de cuivre, (c) d'une feuille de  $40 \mu\text{m}$  de cuivre, (d) d'une feuille de  $10 \mu\text{m}$  d'or. Sur chacune des images, la barre horizontale indique l'échelle angulaire d'émission du faisceau. Cas (a) à (d), l'intensité laser maximum  $\sim 6 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ . Cas (e) et (f) équivalent au cas (a), seule l'intensité laser maximale change. Elles valent respectivement :  $\sim 3.3 \times 10^{19}$  et  $\sim 1.5 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ .

réalisées avec un code Particle-In-Cell bidimensionnel : PICLS2D [104]. La variation du champ magnétique résistif au cours du temps, en fonction du courant  $j_x$  et de la résistivité  $\eta$ , selon la formule 2.16, s'écrit :

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \eta \frac{\partial j_x}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} j_x \quad (2.20)$$

où  $x$  est la direction de la propagation laser,  $y$  la direction transverse et  $z$  est perpendiculaire au plan  $(x, y)$ .

Dans le cas d'une cible de  $40 \mu\text{m}$  d'aluminium (figure 1(a)) le champ magnétique est trop faible pour contenir le courant d'électrons qui se filamente. Le terme  $\frac{\partial \eta}{\partial y}$  et opposé à  $\frac{\partial j_x}{\partial y}$  et conduit à un champ magnétique faible de  $\pm 5$  MG. Il est composé de deux canaux identiques composés, eux mêmes, de nombreux petits filaments dûs à l'instabilité résistive, conséquence du transport du courant d'électrons chauds.

Dans le cas de la cible en or : la capacité calorifique et le niveau d'ionisation sont supérieurs à ceux de l'aluminium, par conséquent la température volumique est plus faible au centre de la cible d'or. Les simulations montrent donc un pic de résistivité en son centre, avant le développement du champ magnétique résistif. D'après l'équation 2.20, le gradient de résistivité et de courant se complètent : il en résulte un champ magnétique plus fort, avec une amplitude de  $\pm 100$  MG. Il est composé d'un seul canal contrairement au cas de l'aluminium. Par conséquent le courant d'électron chaud est confiné.

Le cas du cuivre est un cas intermédiaire entre celui de l'aluminium et de l'or. Il présente un double pic de résistivité dû à la compétition entre le chauffage et l'ionisation qui ont des effets opposés. Le champ magnétique résistif à une amplitude similaire au cas de l'or, et présente deux canaux comme dans le cas de l'aluminium. Par conséquent le faisceau d'électrons est creusé au centre. Lorsque l'épaisseur de la cible de cuivre est augmentée, on observe plus les modulations des faisceaux d'électrons. L'ionisation forte de la cible ( $Z > 15$ ) s'effectue sur une distance de  $15 \mu\text{m}$ . Donc, le champ magnétique résistif se développe fortement dans cette région, après, il se décompose en filaments de faible amplitude,  $\sim 5$  MG, qui ne permettent pas de moduler fortement le faisceau d'électrons ayant une énergie de l'ordre du MeV. Finalement, le faisceau d'électrons forme une couche lisse en face arrière de la cible. Des résultats similaires ont été obtenus lorsque l'intensité du laser focalisée sur les cibles de  $40 \mu\text{m}$  d'aluminium est diminuée.

## 2.4.2 Guidage du faisceau d'électrons grâce au champ magnétique induit par un gradient de résistivité

**Démonstration de principe : Cible plane [54].** L'expérience a été réalisée au RAL sur l'installation laser petawatt Vulcan. L'impulsion laser délivre une énergie d'environ 150 J en 1 ps (FWHM) et est focalisée dans une tache de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre avec un angle d'incidence de  $10^\circ$ . Le pic d'intensité atteint  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>.

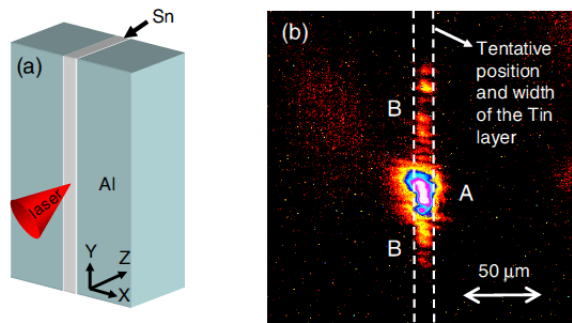


FIGURE 2.14 – (a) Schéma de la cible de guidage Al-Sn-Al employée dans l'expérience [54]. (b) image expérimentale du rayonnement de transition optique à 527 nm, intégrée en temps. Les labels A et B représentent, respectivement, le point central brillant et les points faibles de part et d'autre de A.

Afin de démontrer l'efficacité de ce processus, deux types de cibles sont employées : la cible de référence, constituée uniquement d'aluminium de 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et la cible de guidage, composée d'une feuille d'étain de 12  $\mu\text{m}$  d'épaisseur pris en sandwich entre deux feuilles d'aluminium de 200  $\mu\text{m}$ , voir la figure cible 2.14. Le rapport entre les résistivités à froid de l'étain et de l'aluminium est de 4.5 :1. La face arrière des cibles est recouverte d'une couche submicrométrique d'or afin d'uniformiser la surface pour l'observation de l'émission thermique.

L'observation du transport des électrons chauds se fait au travers de l'analyse de l'émission optique en face arrière. Le rayonnement de transition optique, émis deux fois pendant une période laser (527  $\mu\text{m}$ ), et l'émission thermique, (700  $\mu\text{m}$ ). Ils sont simultanément enregistrés sur

des caméras CCD en utilisant des filtres interférentiels.

Une image expérimentale du rayonnement de transition optique est présentée sur la figure 2.14 (b), c'est celle de la cible de guidage. Elle montre une ligne de forte émission en accord avec la couche d'étain. Le rapport d'aspect est d' environ 5 :1 à  $1/e^2$ .

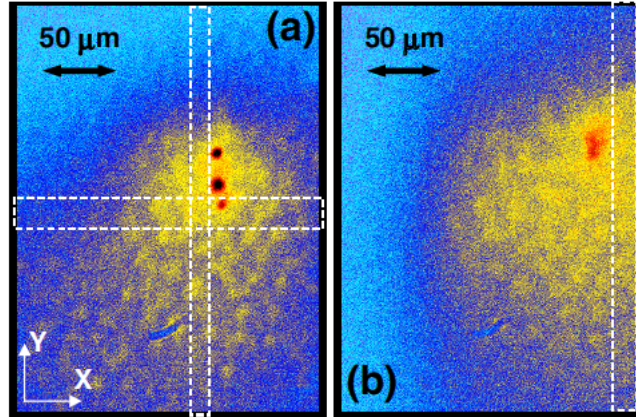


FIGURE 2.15 – (a) Emission thermique en face arrière de la cible de guidage. (b) Emission thermique en face arrière de la cible de référence.

À la longueur d'onde de 700 nm l'émission thermique est dominante. La figure 2.15 (a) représente celle de la cible de guidage. On note qu'elle a une forme elliptique dont l'axe le plus long est aligné avec la direction de la couche d'étain. La cible de référence montre un profil circulaire. Ces observations sont en accord avec les simulations réalisées avec le code hybride tridimensionnel ZEPHYROS, utilisant des approximations et des méthodes similaires au code de Davies [21] et le code hydrodynamique bidimensionnel POLLUX [88].

En conclusion, le guidage du faisceau d'électrons relativistes a été démontré en utilisant les forts champs magnétiques générés le long des gradients de résistivité incorporés dans la cible.

**Expérience en géométrie cylindrique [91]** Cette expérience est elle aussi basée sur la proposition de A.P.L. Robinson et M. Sherlock [93], et est réalisée sur l'installation laser Vulcan au RAL. L'impulsion laser délivre 150 J, sur cible, en 0.8 ps. Le pic d'intensité est d'environ  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> et l'impulsion est focalisée sur la cible avec un angle d'inci-

dence de  $5^\circ$ .

Les cibles sont cylindriques, composées d'un cœur de 25 et 50  $\mu\text{m}$  en fer, entouré d'aluminium. Le rayon total de la cible est de 250  $\mu\text{m}$ . Le transport électronique était diagnostiqué à l'aide de l'émission  $K_\alpha$  issue des 15  $\mu\text{m}$  de cuivre en face arrière des cibles : une camera pinhole, un imageur  $K_\alpha$  et un spectromètre HOPG, voir la figure 2.16.

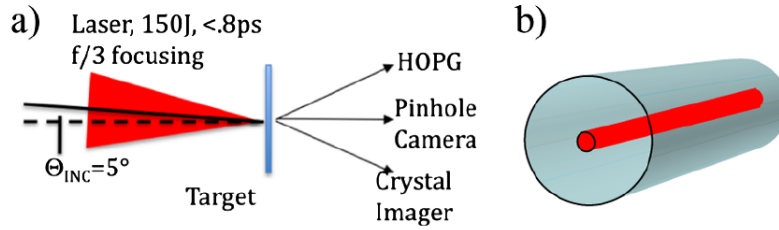


FIGURE 2.16 – (a) Liste des diagnostics  $K_\alpha$ . (b) Schéma de la cible composé d'un cœur (rouge) en fer et d'un contour en aluminium (gris) dans l'expérience [91].

L'efficacité du guidage du faisceau d'électrons a été mis en évidence en comparant les résultats obtenus avec les cibles cylindriques avec ceux des feuilles de fer de même épaisseur. La figure 2.17 représente les images  $K_\alpha$  de la face arrière de la feuille de fer, de 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, (à gauche) et celle de la cible cylindrique de 250  $\mu\text{m}$  de long, composée d'un cœur de fer entouré d'aluminium (à gauche). Le diamètre de la tache est réduite d'un facteur 1.8. On note aussi une réduction significative du signal en dehors de la tache principal. Ces résultats démontrent bien que la cible cylindrique guide efficacement le faisceau d'électrons.

### 2.4.3 Guidage du faisceau d'électrons en utilisant deux impulsions lasers

**Proposition de A.P.L. Robinson, M. Sherlock et P.A. Norreys [94].** A.P.L. Robinson et ses collaborateurs proposent d'utiliser deux impulsions laser pour guider le faisceau d'électrons. La première impulsion, faiblement relativiste ( $\sim 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>), appelée impulsion génératrice, génère un champ magnétique confinant avant l'arrivée de la seconde impulsion de plus haute intensité ( $> 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>), appelée impulsion principale.

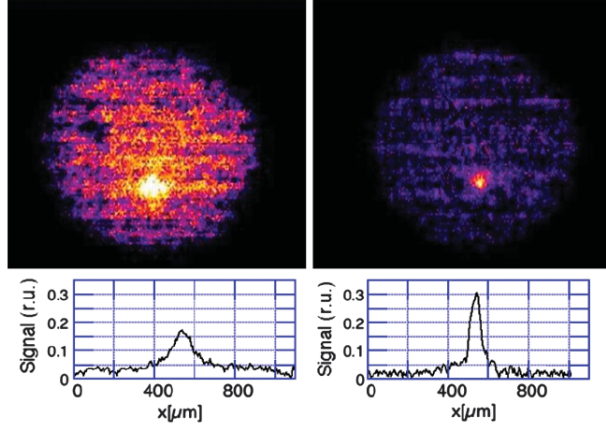


FIGURE 2.17 – Comparaison des images issues de la camera pinhole de l'expérience [91], en face arrière, d'une feuille de fer de  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur (gauche) et d'une cible cylindrique ( $250 \mu\text{m}$  de long, cœur  $50 \mu\text{m}$  de fer).

Un modèle analytique simple permet de dimensionner chacune des impulsions. On considère le mouvement d'un électron rapide, créé par l'impulsion principale, dans un champ magnétique, engendré par l'impulsion génératrice. Le champ magnétique vaut  $B_0$ , il s'étend sur une distance  $L_x$  dans le sens de propagation et sur une distance de  $L_y$  dans la direction transverse. La durée de l'impulsion génératrice est  $t_{gen}$ , le rayon de la tache focale est  $R_{gen}$ , la vitesse des électrons qu'elle produit est  $v_{gen}$  et la densité de courant est  $j_{gen}$ . L'électron, créé par l'impulsion principale, ayant un rayon de focalisation  $R_{princ}$ , entre dans le milieu magnétisé avec un demi-angle de divergence  $\theta_{1/2}$ , une vitesse  $v_f$  et un facteur de Lorentz  $\gamma$ . On suppose que  $R_{gen} > R_{princ}$ . L'électron est considéré confiné lorsque son angle de déflexion, lors de sa propagation dans le champ magnétique, est de l'ordre de  $\theta_{1/2}$ . Finalement :

$$B_0 L_y > \frac{\gamma_f v_f m_e}{e} (1 - \cos \theta_{1/2}) \quad \text{et} \quad , \quad (2.21)$$

$$B_0 L_x > \frac{\gamma_f v_f m_e}{e} \sin \theta_{1/2} \quad (2.22)$$

$e$  et  $m_e$  sont, respectivement, la charge et la masse de l'électron. En général,  $L_y$  qui est de l'ordre de  $R_{gen}$  est inférieur à  $L_x$ , donc l'équation 2.21 doit être satisfaite en priorité.  $B_0 L_y$  peut être estimé à  $\sim \eta j_{gen} t_{gen}$ , en approximant :  $\frac{\partial B_0}{\partial t} \sim \eta j_{gen} / R_{gen}$ , où  $\eta$  est la résistivité. En remplaçant  $\gamma_f v_f$  par l'échelle pondéromotive [123], on obtient le critère suivant de guidage :



$$\eta j_{gen} t_{gen} > \frac{m_e c}{e} \sqrt{1 + \frac{I \lambda^2}{1.38 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2} \mu\text{m}^2}} (1 - \cos \theta_{1/2}) \quad (2.23)$$

$$(2.24)$$

En considérant la résistivité de l'aluminium, à 300 eV, égale à  $8 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$ ,  $j_{gen} = 10^{16} \text{ A.m}^{-2}$ ,  $t_{gen} = 500 \text{ fs}$ ,  $\theta_{1/2} = \pi/4$  et  $I \lambda^2$  de l'impulsion principale égale à  $5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2} \mu\text{m}^2$  : l'équation 2.23 est satisfaite. Il faut noter que l'intensité de l'impulsion principale est limitée par le choix de celle de l'impulsion génératrice.

Ces paramètres ont servi de point de départ aux simulations réalisées avec le code hybrid bidimensionnel Vlasov-Fokker-Planck LEDA, qui peut être vu comme la synthèse du code KALOS [9] et du code hybrid de Davies [21].

L'impulsion génératrice a une intensité de  $2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , une durée de 500 fs et le demi-angle de divergence du faisceau d'électrons est de  $24^\circ$ . L'impulsion principale a une intensité de  $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  et une durée de 500 fs. Le demi angle de divergence du faisceau d'électrons, créé par l'impulsion principale, est de  $47^\circ$ . Pour les deux impulsions le coefficient d'absorption laser est  $\beta = 0.3$ , le profil transverse des faisceaux est gaussien avec un rayon  $R_b \simeq 6 \mu\text{m}$  et la densité maximale des électrons rapides est de l'ordre de  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Cela correspond à une densité de courant  $3 \times 10^{12} \text{ A/cm}^2$  et un courant total de l'ordre de 3 MA. La cible est  $105 \times 105 \mu\text{m}^2$  d'aluminium à la température initiale de 1 eV. Dans le cas standard les deux impulsions sont focalisées dans l'aluminium et on regarde la densité des électrons rapides et le champ magnétique azimuthal au temps  $t = 900 \text{ ps}$ . Ce temps inclut le temps de l'injection de l'impulsion génératrice de 500 fs et celui de l'injection du faisceau principal, de 400 ps. Dans le second cas, seule l'impulsion principale est injectée et on regarde les résultats de simulations à  $t = 400 \text{ fs}$ . La figure 2.18 représente le logarithme décimal de la densité des électrons rapides (en haut) et le champ magnétique azimuthal (en bas) pour le cas standard (à gauche) et le cas où seule l'impulsion principale est injectée. Dans le cas standard, le champ magnétique est plus important, de l'ordre de 10 MG, et plus étendu, de l'ordre de  $60 \mu\text{m}$  : le faisceau d'électrons est donc mieux guidé que dans le cas où il y a seulement l'impulsion principale.

Afin de montrer la robustesse de ce schéma, les auteurs ont fait varier

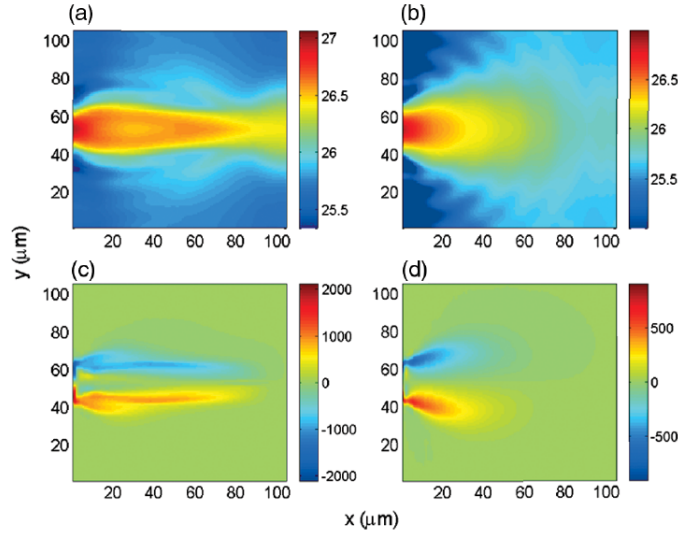


FIGURE 2.18 – (a) Logarithme décimal de la densité d’électrons rapides ( $\text{m}^{-3}$ ) dans le cas de la double impulsion, cas standard,  $t = 900$  fs. (b) Logarithme décimal de la densité d’électrons rapides dans le cas où seule l’impulsion principale est injectée  $t = 400$  fs. (c) et (d) Champ magnétique azimutal (T) correspondant respectivement à (a) et (b).

certaines paramètres des faisceaux d’électrons. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.1. Le faisceau d’électrons est toujours guidé lorsque l’angle de divergence associé à l’impulsion génératrice est augmenté, et lorsque que son intensité est augmenté où diminué. Le confinement est moins efficace lorsque l’impulsion principale est injectée isotropiquement ou si l’intensité est de  $2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , des électrons s’échappent latéralement. Le confinement est d’autant plus efficace que la température de l’aluminium est élevée.

Ces résultats montrent bien la robustesse du schéma de guidage à deux impulsions, mais ces simulations ne permettent pas d’aller au-delà de 1 ps, ce qui n’est pas assez suffisant pour l’allumage rapide.

**Première tentative de démonstration expérimentale [85].** Le concept de la double impulsion a été expérimenté, en 2009, sur l’installation laser Vulcan PW. Bien qu’aucun confinement du faisceau d’électrons n’ait été observé, l’expérience avec les feuilles minces de titane ( $\leq 25 \mu\text{m}$ ) montre une diminution de la température de rayonnement du corps noir qui est cohérent avec le chauffage ohmique dû au passage unique du

TABLE 2.1 – Influence des paramètres sur le confinement des électrons.

	Impulsion Génératrice	Impulsion Principale	Température Initiale	Résultats
cas 1	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 33^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 2	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 3	$I = 7.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 4	$I = 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 5	$I = 1 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 6	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	injecté isotropiquement $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement moins efficace
cas 7	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 7.5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 8	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 1 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement
cas 9	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	1 eV	confinement moins efficace
cas 10	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	200 eV	confinement plus efficace
cas 11	$I = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 24^\circ$	$I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ $t = 500 \text{ fs}$ $\theta_{1/2} = 47^\circ$	300 eV	confinement plus efficace

faisceau d'électrons. Cet effet est attribué à la génération d'un champ magnétique à l'intérieur du plasma dense ce qui empêche les électrons de

re-traverser la face arrière et d'entrer dans la région de focalisation.

La modélisation réalisée après l'expérience montre que le piédestal l'impulsion laser joue un rôle important dans le transport électronique. L'émission spontanée amplifiée (ASE) dans la chaîne laser produit une impulsion de 3 ns avec un contraste de  $4 \cdot 10^{-8}$  par rapport à l'impulsion principale. L'ASE génère un pré-plasma : la cible est ablatée vers le vide et une onde de choc se dirige vers l'intérieur de la cible. Cette onde de choc a pour effet d'inverser la polarité du champ magnétique, en amont de la cible, durant la propagation des électrons produites par l'impulsion génératrice. Les électrons engendrés par l'impulsion principale sont soumis à la compétition entre un champ magnétique confinant et divergeant.

La conclusion de cette première expérience est qu'il est nécessaire d'avoir des impulsions à haut contraste pour réaliser ce concept de double impulsion pour le guidage du faisceau d'électrons.

## CHAPITRE 3

# MÉTHODES PRINCIPALES DU DIAGNOSTIC DES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES

Les expériences permettent de valider ou réfuter les modèles théoriques réalisés en amont. Pour cela, il est important de pouvoir observer les grandeurs telles que la distribution énergétique et spatiale des électrons qui se propagent à l'intérieur de la cible. La mesure directe des grandeurs qui nous intéressent est souvent impossible et se fait indirectement. C'est pour ces raisons qu'il est important de bien maîtriser (limites, résolution ...) les diagnostics utilisés durant les expériences.

Les diagnostics  $K_\alpha$  permettent d'observer le transport des électrons rapides grâce au rayonnement qu'ils produisent dans la matière qu'ils traversent. L'excitation des atomes du milieu est produite par les électrons avec des énergies supérieures à l'énergie d'ionisation dont la valeur typique est de quelques dizaines de keV. Par conséquent, les diagnostics  $K_\alpha$  produisent l'information sur le nombre d'électrons dont l'énergie est supérieure au potentiel d'ionisation. Le choix des matériaux permet de ramener la borne inférieure des électrons mesurés. Ce rayonnement est récolté par des cristaux grâce à la diffraction de Bragg. Il en existe différents types et leur dénomination est liée à la géométrie du cristal.

Les spectromètres plans, où les plans cristallins sont parallèles à la surface, cylindrique et tronconique. Les trois possèdent une résolution spectrale équivalentes mais en terme d'encombrement le dernier est plus avantageux.

Il est aussi possible de restituer le rayonnement  $K_\alpha$  spatialement grâce à la technique sténopé, on parle alors d'imageur  $K_\alpha$ . Le cristal sphérique monochromateur permet d'enregistrer une image à deux dimensions et

d'isoler le rayonnement  $K_\alpha$  des autres émissions électromagnétiques provenant de la cible.

### 3.1 Le rayonnement $K_\alpha$ comme signature de passage des électrons rapides

Le rayonnement  $K_\alpha$  est couramment utilisé dans la caractérisation du transport électronique car il est plus intense, dans le cas des solides froids et tièdes, que celui lié aux autres transitions. L'émission d'un photon  $K_\alpha$  a lieu lorsqu'un électron de la couche L vient combler la lacune électronique de la couche K laissée par la collision entre un électron rapide et un des deux électrons atomiques de cette même couche. L'énergie du photon alors émis est égale à la différence entre le niveau d'énergie d'arrivée : K et l'énergie du niveau de départ L. Le processus d'émission  $K_\alpha$  est illustré sur la figure 3.1 pour le cuivre.

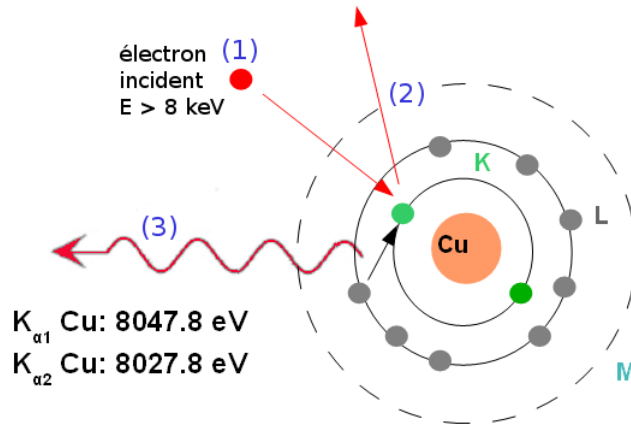


FIGURE 3.1 – Processus d'émission  $K_\alpha$  [116] pour l'atome de cuivre. La collision d'un électron rapide (avec une énergie supérieure à 8 keV pour le cuivre) avec un électron atomique de la couche K, entraîne l'ionisation de ce dernier. La lacune électronique produite dans la couche K est rapidement comblée par un électron de la couche supérieure L et émet un photon d'énergie :  $|E_K - E_L|$ .  $E_K$  étant l'énergie du niveau d'arrivée K et  $E_L$  le niveau de départ L. Le photon  $K_{\alpha 1}$  est émis lors de la transition  $L(2p_{3/2}) \rightarrow K(1s)$  et Le photon  $K_{\alpha 2}$  est émis lors de la transition  $L(2p_{1/2}) \rightarrow K(1s)$ .

Le nombre de photons  $N_{photons}$  émis par unité de temps et unité de volume est donné par :

$$\frac{dN_{photons}}{dt} = W_k n_i \int v \sigma_K(v) f(v) dv \quad (3.1)$$

où  $W_k$  est le rendement de fluorescence  $K_\alpha$  donné par la formule semi-empirique de Bambynek 3.2 [6],  $n_i$  est la densité ionique,  $\sigma_K$  la section efficace d'ionisation de la couche K par impact électronique donnée par la formule empirique de Hombourger 3.3 [49] et  $f(v)$  la distribution en vitesse du faisceau électronique.

$$W_k(Z) = \frac{(\sum_{i=0}^3 C_i Z^i)^4}{1 + (\sum_{i=0}^3 C_i Z^i)^4}. \quad (3.2)$$

où  $C_0 = 0.037$ ,  $C_1 = 0.031$ ,  $C_2 = 5.44 \times 10^{-5}$ ,  $C_3 = -1.25 \times 10^{-6}$  et  $Z$  est le nombre atomique. Le rendement de fluorescence  $K_\alpha$  représente la probabilité pour que le photon  $K_\alpha$  soit réellement émis. Le photon  $K_\alpha$  peut être réabsorbé par un autre électron du cortège électronique. Cet électron, ayant gagné de l'énergie, est éjecté : c'est l'électron Auger. La section efficace de l'ionisation d'un électron de la couche K est donné par la formule suivante.

$$\sigma_K = 2\pi a_0^2 D \left(\frac{R_H}{I_K}\right)^C \quad (3.3)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr<sup>1</sup>,  $R_H$  est la constante de Rydberg<sup>2</sup>, C et D sont des grandeurs sans dimensions qui dépendent de l'énergie de l'électron incident  $E$  et du potentiel d'ionisation  $I_K$  :

$$D = \frac{1 + 2J}{U + 2J} \left(\frac{U + J}{1 + J}\right)^2 \left(\frac{(1 + U)(U + 2J)(1 + J)^2}{J^2(1 + 2J) + U(U + 2J)(1 + J^2)}\right)^{\frac{3}{2}} \dots$$

$$\dots \left(3.125 - \frac{4.172}{U} + \frac{1.877}{U^2}\right) \frac{\ln U}{U}$$

et

$$C = 2.0305 - \frac{0.3160}{U} + \frac{0.1545}{U^2}$$

où  $U = \frac{E}{I_K}$  et  $J = \frac{m_e c^2}{I_K}$  ici,  $m_e$  est la masse électronique et  $c$  est la célérité de la lumière. La section efficace d'ionisation de la couche K par impact électronique du cuivre est donné en figure 3.2. L'énergie minimale

---

1.  $a_0 \simeq 0.53\text{\AA}$   
2.  $R_H \simeq 13.6 \text{ eV}$

des électrons produisant des  $K_\alpha$  est 10 keV avec un maximum à 20 keV. Ce domaine d'énergie au-dessus de 10 keV est caractéristique pour les électrons produits lors de l'interaction laser/plasma.

La formule approchée pour le potentiel d'ionisation pour un matériau de numéro atomique  $Z > 1$  s'écrit :

$$I_K = Z^{2.19}(-3.46 + 8.535 \ln Z - 2.594 (\ln Z)^2 + 0.256 (\ln Z)^3)$$

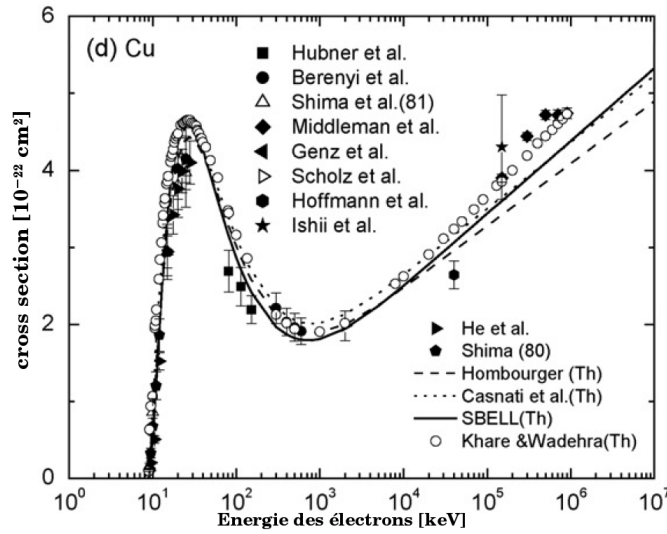


FIGURE 3.2 – Section efficace d'ionisation de la couche K par impact électronique du cuivre [116] pour différents modèles théoriques et résultats expérimentaux. Elle est maximale pour des électrons incidents de 20 keV.

L'élément important du dispositif de diagnostics  $K_\alpha$  est un cristal réfléchissant le rayonnement  $K_\alpha$  par l'effet de Bragg. Les cristaux réfléchissent les rayons X pour des angles particuliers : les angles de diffusion vérifiant :

$$2 d \sin \theta_{Bragg} = n\lambda$$

où  $d$  est la distance interréticulaire,  $\theta_{Bragg}$  est l'angle de Bragg,  $n$  est l'ordre de diffraction (un nombre entier strictement positif) et  $\lambda$  est la longueur d'onde des rayons X.

### 3.1.1 Spectromètre tronconique

Le spectromètre tronconique [69] est composé d'un cristal de KAP qui réfléchit le signal X sur un détecteur (voir la figure 3.3). La surface



du cristal est conique c'est à dire que son rayon de courbure décroît linéairement le long de son axe.

Le signal X de la source est focalisé le long d'une ligne perpendiculaire à la surface du cristal, ce qui le rend plus compact et moins encombrant que les spectromètres composés de cristaux plan et cylindrique, où la focalisation sur le détecteur se fait parallèlement à l'axe du plan ou cylindre du cristal. Le schéma de principe du spectromètre utilisé dans les expériences est présenté sur la figure 3.3. Les grandeurs importantes sont la distance entre le centre du cristal et son apex  $L$ , la distance entre le centre du cristal et la source  $a$ , ainsi que le demi-angle au sommet du cône  $\alpha$ . Les caractéristiques du cristal de KAP sont les suivantes : ses dimensions sont de 50 mm par 40 mm, sa distance interréticulaire est :  $2d = 26.64\text{\AA}$  et son demi-angle au sommet du cône est  $\alpha = 17.48^\circ$ .

La résolution spectrale du spectromètre tronconique est, pour une source large suivant l'axe  $z$  (voir la figure 3.3) :

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\cos^2 \theta}{2} \frac{dz}{a}$$

où  $dz$  peut être assimilé à la taille de la source. Dans notre cas  $\theta = 16.7^\circ$  et  $a = 105$  mm. La résolution est donc de  $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 4.6 \cdot 10^{-6} dz$ .

### 3.1.2 Imageur $K_\alpha$

L'imagerie X [75] permet de réaliser des images à deux dimensions d'espace, intégrée en temps, en sélectionnant une longueur d'onde, la  $K_\alpha$  du cuivre dans notre cas, grâce à un cristal de Bragg sphérique. Il devient alors possible d'estimer la forme spatiale du faisceau d'électrons, générant cette émission  $K_\alpha$  expérimentalement. Le schéma de principe est présenté figure 3.4.

Afin d'obtenir une bonne résolution spatiale, l'angle de Bragg doit être très proche de  $90^\circ$ , afin que les plans sagittal et tangentiel des deux images soient confondus.

La source du rayonnement n'étant pas sur l'axe de focalisation du cristal (cercle de Rowland), la résolution spatiale  $\sigma$  est limitée :

$$\sigma = (M + 1)(1 - \sin \theta_{Bragg}) \frac{D}{M}. \quad (3.4)$$

où  $M$  est le grandissement,  $\theta_{Bragg}$  l'angle de Bragg du cristal et  $D$  est le diamètre de l'ouverture placée devant ce dernier. Connaissant la distance

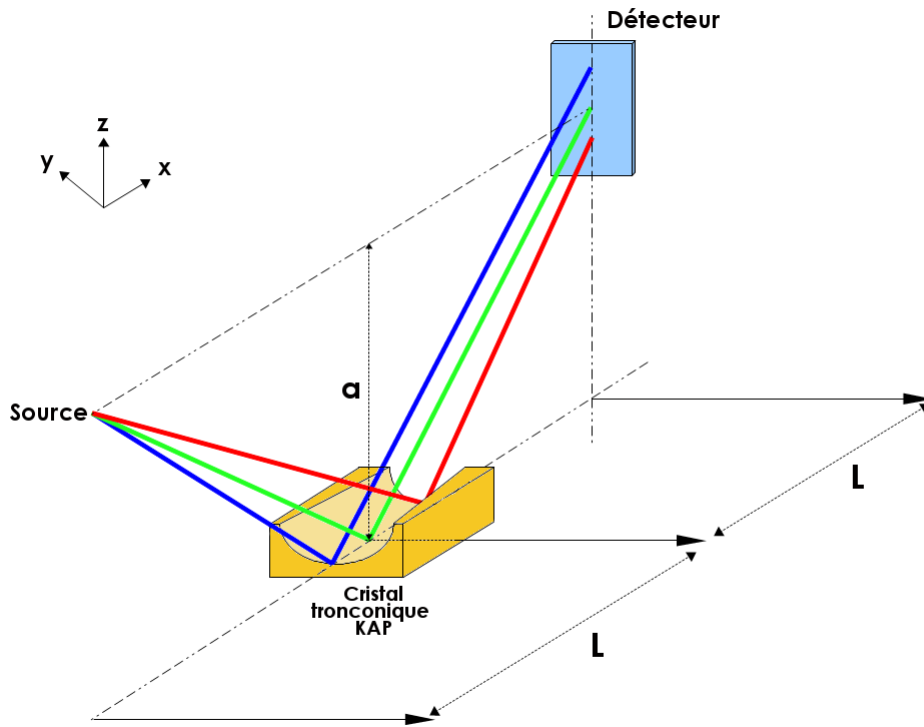


FIGURE 3.3 – Schéma de principe du spectromètre tronconique  $K_\alpha$ .  $L$  est la distance entre le centre du cristal et son apex, qui conventionnellement, est aussi égale à celle entre la source et le centre du cristal. On utilise un cristal de KAP de dimensions 50 mm par 40 mm, de distance interréticulaire  $2d = 26.64\text{\AA}$  et de demi-angle au sommet du cône  $\alpha = 17.48^\circ$ .

séparant la source du cristal  $P$  et celle séparant le cristal du détecteur  $Q$ , voir la figure 3.4, il est possible de calculer théoriquement le grandissement :

$$M = \frac{Q}{P}$$

Afin que le détecteur ne soit pas directement irradié par la source, un bloc d'aluminium et un aimant sont placés sur la trajectoire séparant la source et le détecteur.

Le cristal utilisé pour l'expérience, présenté dans le chapitre suivant, est un cristal de quartz dont la distance interréticulaire est  $2d = 3.082\text{\AA}$ , typique pour l'observation du rayonnement  $K_\alpha$  du cuivre. Par conséquent, la résolution spatiale de notre imageur était de  $9\ \mu\text{m}$ .

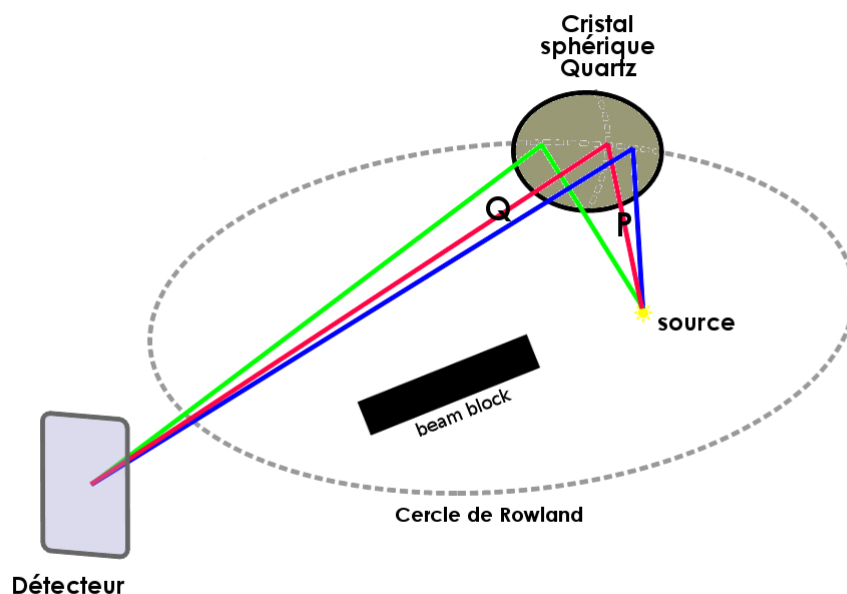


FIGURE 3.4 – Schéma de principe de l'imageur  $K_{\alpha}$ . On utilise un cristal sphérique de quartz dont la distance interréticulaire  $2d = 3.082\text{\AA}$ . Le grandissement est égale :  $M = \frac{Q}{P}$ . Un bloc d'aluminium et un aimant sont placés entre la source et le détecteur afin qu'elle n'irradie pas directement le détecteur.

**Les détecteurs de rayonnement X : les "Imaging Plates" (IP).** Les détecteurs utilisés avec l'imageur et le spectromètre sont des "Imaging Plates" couramment appelés IP. Ils sont composés d'un support métallique recouvert par une couche de fluoro-bromure de baryum dopé à l'euporium photo-stimulables. Les grains fins ( $5\ \mu\text{m}$ ) sont insérés au sein d'un film polymère.

Lors de l'exposition aux rayonnement X, chaque grain subit une excitation qui place le fluoro-bromure dans un état semi-stable d'une durée de plusieurs heures [71], selon les modèles. La lecture est faite par une illumination de l'IP avec un faisceau laser émettant dans le rouge, ce qui a pour effet de désexciter le fluoro-bromure. Ce dernier émet alors un signal de luminescence bleue.

Les IP sont réutilisables après exposition à la lumière blanche.

### 3.2 L'HISAC : HIgh speed SAmping Camera :

l'HISAC est un diagnostic d'imagerie à deux dimensions résolue en temps [60, 80]. Il permet de récupérer, en face arrière, l'émission thermique de la cible chauffée par les électrons. Ce diagnostic est composé d'un télescope qui collecte l'émission thermique du plasma. Le télescope est relié à un paquet de fibres optiques arrangé en ligne devant la fente d'une caméra à balayage de fente. Par conséquent, une image en deux dimensions est codé en une séquence temporelle de signaux à une dimension. Ensuite, l'image à deux dimensions est reconstruite par un logiciel informatique, en tenant compte de la position de chaque fibre optique dans le paquet. La résolution spatiale est limitée par la taille et le nombre de fibres. La résolution temporelle est limitée par la longueur, la dispersion des fibres et la vitesse de balayage de la camera. Le principe de fonctionnement est présenté sur la figure 3.5.

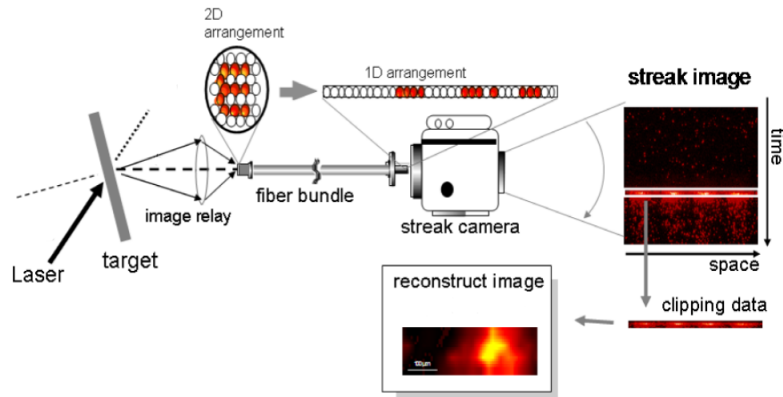


FIGURE 3.5 – Principe de fonctionnement de l'HISAC [80].

Dans notre expérience, les résolutions temporelle et spatiale de ce diagnostic sont respectivement : 50 ps et 24  $\mu\text{m}$ . Ces caractéristiques sont plus grandes que la durée de l'impulsion laser et la taille de la tache de focalisation.

Par conséquent on ne peut pas observer cette émission au temps court d'accélération. Néanmoins, on peut observer l'émission en face arrière de la cible après la fin de l'interaction. Cette émission thermique due au

chauffage, par les électrons rapides et le courant de retour, peut être modélisée grâce aux codes de calculs d'hydrodynamique radiative. Alors, il est possible de restituer l'observation expérimentale après la fin de l'impulsion et d'en déduire les caractéristiques du plasma et des électrons au moment de l'interaction.



## Deuxième partie

# Résultats et interprétations de l'expérience sur le transport électronique

## CHAPITRE 4

# TRANSPORT COLLECTIF : CONFINEMENT DU FAISCEAU D'ÉLECTRONS AVEC DEUX IMPULSIONS LASERS

### 4.1 But et dispositif expérimental

L'expérience sur le contrôle du transport des électrons rapides a été proposée par une équipe internationale dans le cadre du projet européen HiPER, dont le principal investigateur était P. Norreys du RAL. Elle inclut cinq laboratoires du Royaume-Uni, les laboratoires du CELIA et du LULI en France et le laboratoire GOLP de l'IST Portugal. La proposition est basée sur l'article de A.P.L. Robinson, M. Sherlock et P.A. Norreys [94]. Ils ont démontré, voir la section 2.4.2, à l'aide de simulations numériques utilisant un code Vlasov-Fokker-Planck, la possibilité d'améliorer le guidage des électrons relativistes en utilisant une impulsion laser auxiliaire d'énergie relativement faible. En cas de succès, cette méthode ouvre une possibilité de contrôle de la divergence du faisceau d'électrons assez simple et efficace.

Les défis majeurs de cette proposition sont assez importants. Du côté expérimental, il faudra assurer une qualité d'impulsion laser élevée, avec un contraste meilleur que  $10^{-10}$ , ainsi que deux impulsions consécutives. L'expérience précédente [85], avec un contraste de  $10^{-7}$ , n'a pas donné les résultats attendus. La mise en place de la technique de l'amplification OPCPA a permis, récemment, d'améliorer le contraste au niveau de  $10^{-10}$ , nécessaire pour la conduite de cette expérience. Concernant la modélisation, il a fallu effectuer des calculs sur des temps plus longs



que ceux de la proposition originale [94], d'une dizaine de picosecondes, compatibles avec la durée réaliste des impulsions lasers. Ce qui a été assuré par le développement d'un modèle hybride, M1, de transport des électrons rapides développé récemment au CELIA [29, 92]. Ce module est couplé au code d'hydrodynamique radiative CHIC [12].

L'expérience qui sera présentée dans ce chapitre a été réalisée sur l'installation laser petawatt Vulcan au Rutherford Appleton Laboratory (RAL) en Angleterre, en 2010. Elle a été conçue pour avoir une énergie laser plus importante et des conditions d'interaction plus propres et plus contrôlables. L'intensité de l'impulsion qu'il délivre est de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> : la durée à mi-hauteur (FWHM) est de  $1.4 \pm 0.3$  ps, la longueur d'onde est de 1054  $\mu$ m, l'énergie sur cible est de  $186 \pm 11$  J et le diamètre de la tache focale est de 7  $\mu$ m FWHM. Environ 20 % de l'énergie de l'impulsion est délivrée dans cette tache. Environ 50 % de l'énergie est confinée à l'intérieur d'un cercle de 16  $\mu$ m de diamètre, voir la section 2.1.5. Le contraste est meilleur que  $10^{-10}$ , limite de l'appareil de mesure, grâce à la technique OPCPA.

Les deux impulsions sont créées à partir de l'impulsion principale décrite précédemment, de façon à ce que la première impulsion contiennent dix ou vingt fois moins d'énergie que la seconde. Pour cela, l'impulsion principale passe au travers un dispositif optique, placé en amont du compresseur, et, composé de lames séparatrices et de prismes, permettant de répartir l'énergie dans chacune des impulsions et d'introduire un délai compris entre 2 et 10 ps avec une grande précision de 50 fs. Ces deux impulsions sont ensuite focalisées, par le même système, sur la même tache sur une cible plane. L'angle d'incidence sur la cible était de 45° en polarisation p.

Les cibles étaient composées d'aluminium de différentes épaisseurs, suivit d'un traceur de cuivre de 10  $\mu$ m à la face arrière de la cible. La durée et le rapport d'énergie entre les deux impulsions varient également. Le but étant de déterminer sur quelle distance il est possible de confiner le faisceau d'électrons créé par l'impulsion principale avec cette méthode et d'optimiser le transport d'énergie à travers la cible avec les paramètres lasers accessibles sur cette installation. Le schéma de principe de cette expérience est présenté sur la figure 4.1.

Afin de déterminer les limites de confinement du faisceau d'électrons,

en utilisant une séquence de deux impulsions laser, nous avons fait varier :

- le délai entre les deux impulsions entre 2 et 10 ps,
- le rapport  $R$  d'énergie entre les deux impulsions :  $R = 10 :1$ , qui signifie que la première impulsion contient dix fois moins d'énergie que la seconde, et  $R = 20 :1$  signifiant que la première impulsion contient vingt fois moins d'énergie que la seconde,
- l'épaisseur de l'aluminium dans les cibles : 50, 75 et 150  $\mu\text{m}$  suivit de 10  $\mu\text{m}$  de cuivre et d'1  $\mu\text{m}$  d'aluminium.

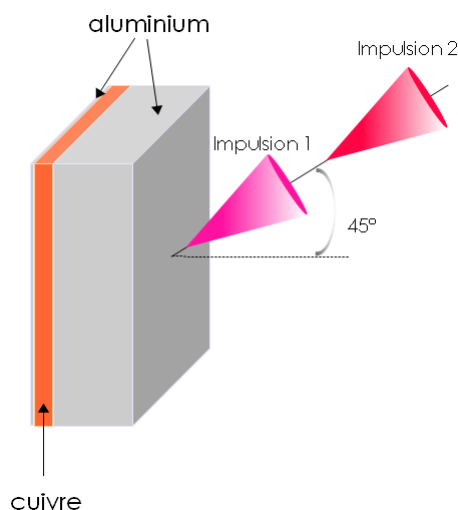


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de l'expérience. La première impulsion génère un faisceau d'électron chaud qui engendre un champ magnétique et confine le faisceau d'électrons généré lors de la seconde interaction.

Les diagnostics dédiés au transport électronique, présentés sur la figure 4.2, étaient :

- HISAC : une caméra à haute vitesse d'échantillonnage, placée en face arrière, permet de récupérer l'émission thermique de la cible chauffée par les électrons, 100 ps après l'interaction (voir la section 3.2). Ce diagnostic donne une bonne idée de la dynamique de la température de la cible pour des temps longs et donc, de l'énergie des électrons déposée dans la cible. Il est possible d'en déduire la température en face arrière au moment de l'interaction en modélisant les résultats expérimentaux avec un code d'hydrodynamique radiative.

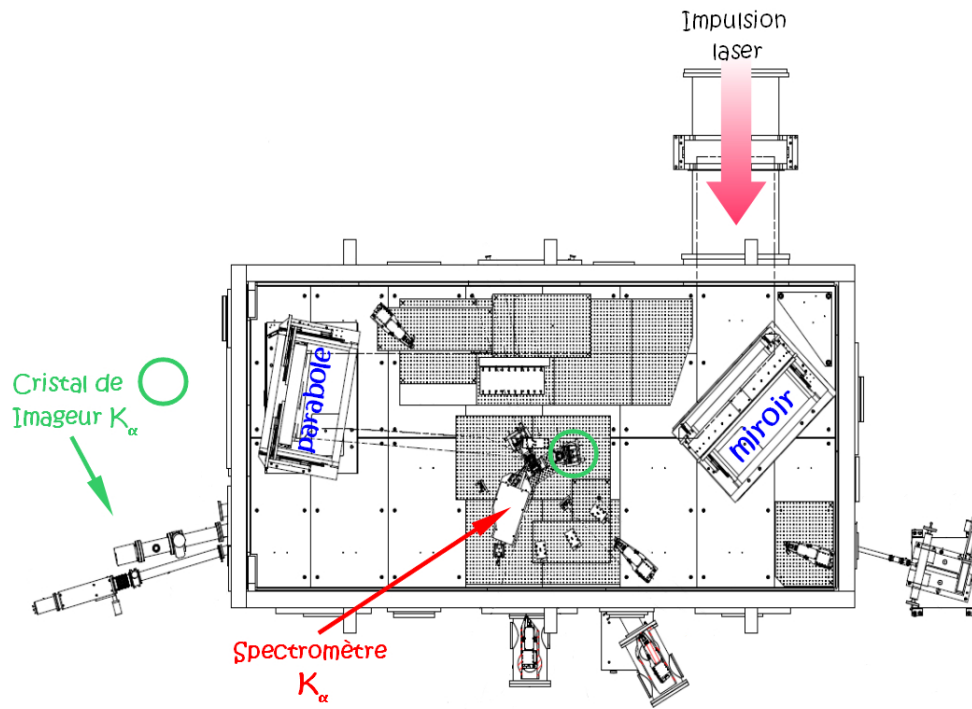


FIGURE 4.2 – Dispositif expérimental de l'expérience réalisée sur Vulcan.

- L'imageur  $K_\alpha$  permet de mesurer la distribution spatiale des électrons rapides (dont l'énergie est supérieure à 20 keV), en face arrière, dans une couche de 10  $\mu\text{m}$  de cuivre (voir la section 3.1.2).
- Le spectromètre  $K_\alpha$  qui restitue les raies  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  du cuivre, engendrée par le passage du faisceau d'électrons rapides dans la couche de 10  $\mu\text{m}$  de cuivre placée derrière la cible d'aluminium (voir la section 3.1.1). Il est possible d'en déduire la température de cuivre après le passage des électrons en interpolant les raies  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  avec le code FLYCHK [19].

## 4.2 Les diagnostics $K_\alpha$

### 4.2.1 Configurations des diagnostics $K_\alpha$

Ces diagnostics permettent de caractériser le faisceau d'électrons chauds ayant une énergie supérieure à 20 keV.

Le schéma 4.3 représente la configuration de l'imageur  $K_\alpha$  mis en place pendant l'expérience :

- le cristal sphérique a une distance interréticulaire :  $2d = 3.082 \text{ \AA}$ ,
- grandissement théorique est égal à  $\frac{3400}{202} = 16.8$ ,
- le blindage est composé d'un bloc d'aluminium et d'un aimant qui est placé sur le trajet entre la source et le détecteur afin que l'émission  $K_\alpha$  ne vienne pas directement impacter le détecteur,
- l'ouverture du diaphragme placé devant le cristal est de 25 mm,
- l'angle d'observation est de  $29^\circ$ ,
- la résolution spatiale, d'après l'équation 3.4, est de  $9 \mu\text{m}$ ,
- le rayonnement  $K_\alpha$  était détecté par des écrans photosensibles (en anglais : image plates (IP)) [71],

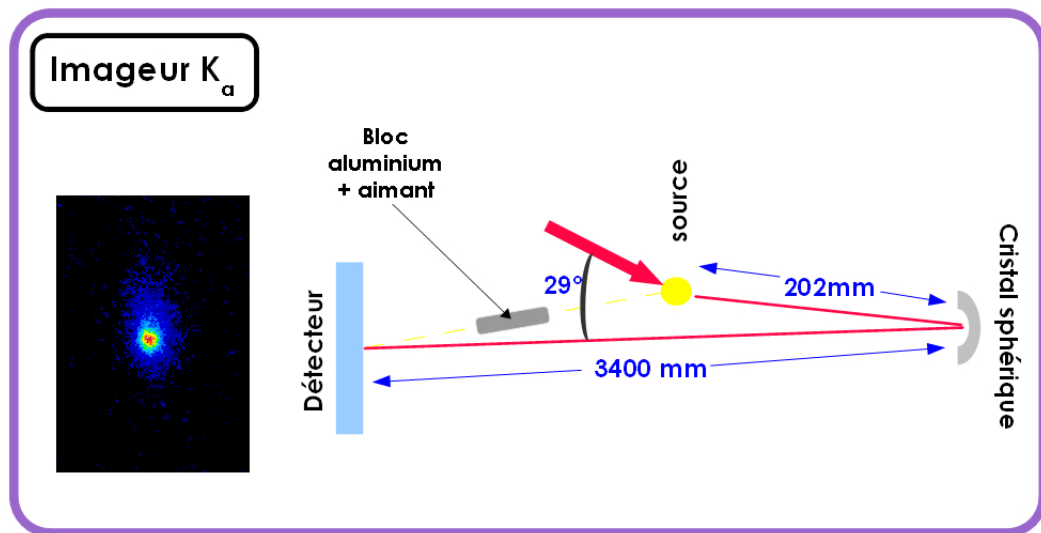


FIGURE 4.3 – Représentation de la configuration de l'imageur  $K_\alpha$  durant l'expérience. L'angle formé par le faisceau laser incident et le signal  $K_\alpha$  ré-imaginé sur le détecteur est de  $29^\circ$ . L'image de gauche représente un signal typique enregistré par le détecteur, ici une image plate.

L'imageur  $K_\alpha$  permet de nous donner une estimation du rayon du faisceau d'électrons qui atteint la face arrière de la cible. En intégrant le signal il est également possible d'estimer la quantité de ces électrons.

La figure 4.4 représente la configuration du spectromètre  $K_\alpha$  durant l'expérience :

- le cristal sphérique a une distance interréticulaire :  $2d = 26.64 \text{ \AA}$
- le rayonnement  $K_\alpha$  était aussi détecté par des Image Plates (IP) [71],
- l'énergie du rayonnement  $K_\alpha$  du cuivre enregistrée sur l'IP est centrée en 7.675 keV.

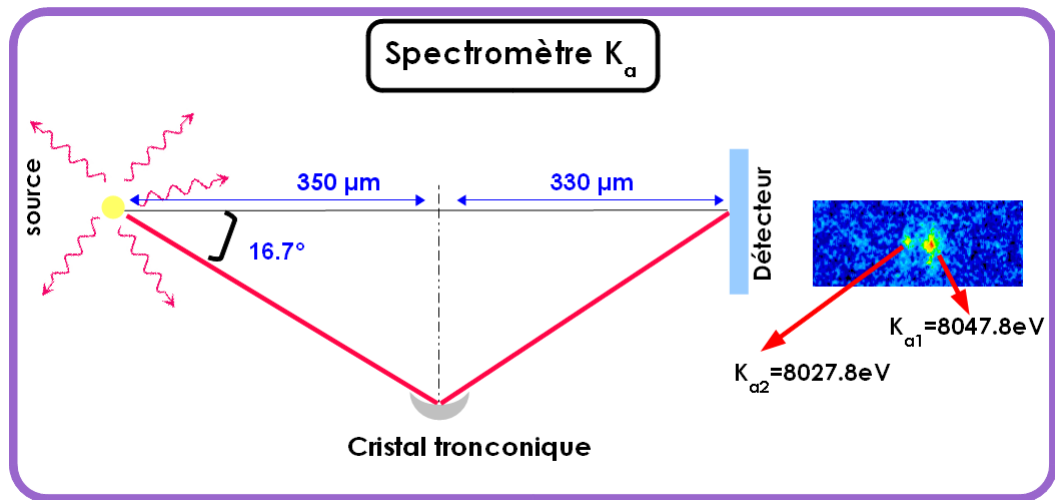


FIGURE 4.4 – Représentation de la configuration du spectromètre  $K_{\alpha}$  durant l'expérience. La distance entre la source et le centre du cristal est de 350  $\mu\text{m}$  et la distance entre le centre du cristal et le détecteur est de 330  $\mu\text{m}$ . La figure de droite représente une image typique du rayonnement détecté en face arrière de la cible. La distance entre les taches  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  est d'environ 20 eV.

L'image expérimentale de droite dans la figure 4.4 représente une image typique du rayonnement  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  détecté en face arrière de la cible. Ces données permettent de déduire la température des électrons qui traversent la couche de cuivre en approchant les profils expérimentaux par ceux générés par le code FLYCHK [19], pour des plasmas hors équilibre local.

### 4.3 Les résultats expérimentaux

L'expérience s'est déroulée en août / septembre 2010 sur le laser Vulcan PW au RAL. La première partie de la campagne était vouée au transport électronique et la seconde à l'accélération des protons. Dix jours et 54 tirs ont été consacrés à la première campagne :

- 14 tirs : 1 impulsion - haut contraste  $10^{-10}$  (cibles : 25 ou 50 ou 75 ou 150  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al). 7 tirs correspondent au délai nul entre les deux impulsions.
- 14 tirs : 1 impulsion - bas contraste  $10^{-7}$  (cibles : 25 ou 50 ou 75 ou 150  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al).
- 18 tirs : 2 impulsions - haut contraste  $10^{-10}$  (cibles : 50 ou 75 ou

- 150  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al)
- 8 tirs : 1 impulsion - haut  $10^{-10}$  et bas contraste  $10^{-7}$  (cibles : 1  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Au / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 300  $\mu\text{m}$  CH)

Robbie Scott, responsable de la partie expérimentale sur les électrons, était responsable de HISAC et du dépouillement des résultats. Hans-Peter Schlenvoigt était responsable des diagnostics  $K_\alpha$  et du dépouillement des résultats. Ils sont présentés dans les figures ci-dessous. Je l'ai assisté pendant la campagne et dans le dépouillement des résultats. J'ai également calculé les caractéristiques des taches  $K_\alpha$  de l'imageur et celles des taches  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$ , pour les comparer à celles de Hans-Peter Schlenvoigt et vérifier qu'elles étaient en accord. En outre, j'ai joué un rôle prépondérant dans l'interprétation et la modélisation des résultats.

Dans cette section nous présenterons les résultats expérimentaux donnés par les différents diagnostics, en commençant par ceux de l'imageur qui permet de caractériser la tache  $K_\alpha$  en face arrière de la cible, puis ceux de l'HISAC et du spectromètre  $K_\alpha$  qui permet d'accéder à la température en face arrière.

### Émission $K_\alpha$

La figure 4.5 illustre le changement du profil de la distribution des électrons rapides pour différentes configurations lasers : une impulsion haut contraste, une impulsion bas contraste et une double impulsion séparée par le délai optimal de 6 ps. Dans le cas de la double impulsion la hauteur du pic d'émission  $K_\alpha$  est augmentée et la taille du diamètre est réduite par rapport aux autres configurations.

La figure 4.6 représente les rayons à mi-hauteur de l'émission thermique (ronds noirs) et de l'émission  $K_\alpha$ , en face arrière des cibles de 75  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al, en fonction du délai entre les deux impulsions.

L'évolution du rayon de la tache  $K_\alpha$  peut être décomposée en trois phases :

- Entre 0 et 2 ps de délai entre les deux impulsions, le rayon de la tache  $K_\alpha$  augmente légèrement. Ce qui peut s'expliquer simplement par le fait que le courant est un peu plus important dans le cas où les deux impulsions sont confondues (délai de 0 ps). En effet, lorsque les impulsions sont peu décalées dans le temps, la puissance par unité de surface est légèrement moins importante que dans le cas

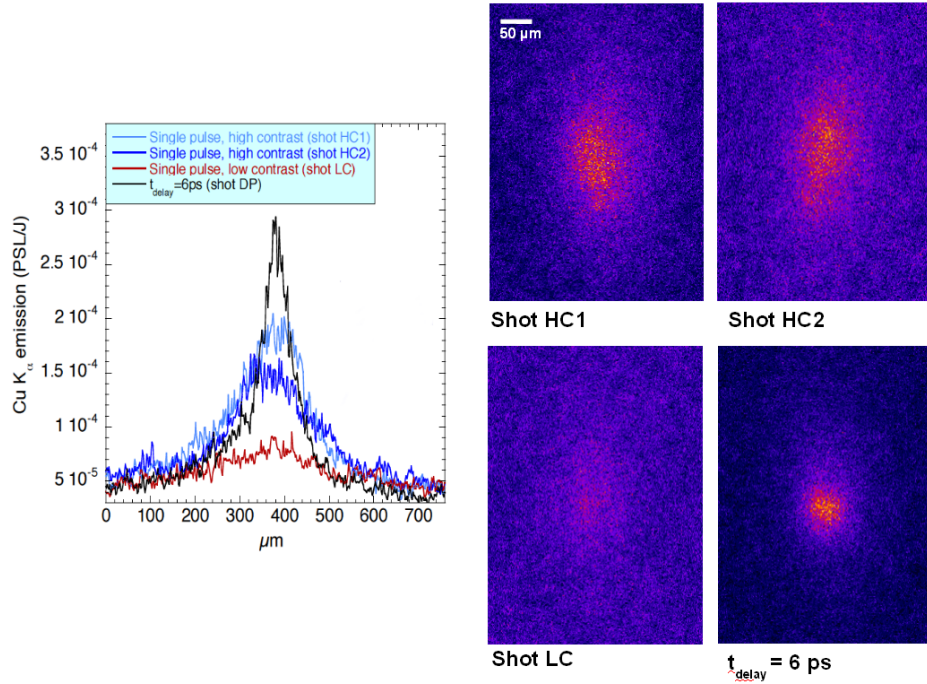


FIGURE 4.5 – Comparaison des profils (gauche) des taches  $K_{\alpha}$  issues de l’imageur (droite) pour différentes configurations laser. Les images HC1 et HC2 sont typiques des tirs haut contraste  $10^{-10}$  pour une seule impulsion. L’image LC est typique des tirs bas contraste  $10^{-7}$  pour une seule impulsion. L’image  $t_{delay} = 6$  ps est celle de deux impulsions haut contraste séparées du délai optimal 6 ps.

où le délai entre les deux impulsions est nul. Le courant et le champ magnétique sont alors un peu plus faibles et le champ magnétique guide moins efficacement le second faisceau d’électrons. Ce qui a pour conséquence une tache des  $K_{\alpha}$ , en face arrière, plus grande dans le cas où les deux impulsions sont séparées de 2 ps.

- Puis pour un délai compris entre 2 et 4-6 ps le rayon de la tache  $K_{\alpha}$  diminue fortement, d’un facteur de 2.
- Enfin, pour des délais supérieurs 6 ps, le rayon de la tache  $K_{\alpha}$  augmente à nouveau. Pour un délai de 10 ps la taille de la tache est équivalente à sa taille initiale, lorsque le délai entre les deux impulsions est nul.

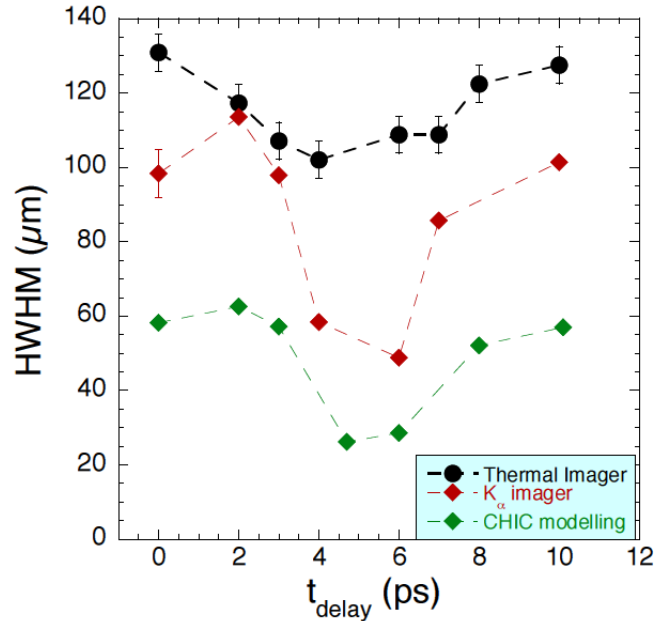


FIGURE 4.6 – Rayon à mi-hauteur (HWHM) de la tache  $K_{\alpha}$  (losanges rouges) et l’émission thermique (ronds noirs) en face arrière de la cible. Le point à 0 ps de délai est calculé à partir de plusieurs tirs, les barres d’erreurs représentent la déviation standard. Les rayons à mi-hauteur des taches  $K_{\alpha}$  en face arrière sont issus des simulations sont représentés par les losanges verts.

On remarque que pour le délai optimal, entre les deux impulsions, l’émission thermique est diminuée seulement d’un facteur 25 % par rapport au délai nul entre les deux impulsions. La différence entre les résultats  $K_{\alpha}$  et l’émission thermique vient du fait que l’émission thermique est extraite 100 ps après l’interaction, donc la conductivité thermique électronique, à l’intérieur de la cible, tend à augmenter la taille de l’émission thermique au cours du temps.

La figure 4.7 représente le pic d’émission  $K_{\alpha}$  en face arrière de la cible composée de  $75 \mu\text{m}$  d’aluminium en fonction du délai entre les deux impulsions, expérimentalement (noir) et dans les simulations (vert). Les résultats sont normalisés par rapport à ceux obtenus pour un délai nul entre les deux impulsions.

Associé au minimum du rayon de l’émission  $K_{\alpha}$ , on observe un maximum du pic d’émission pour le délai 4-6 ps (courbe noire figure 4.7). Celui-ci est multiplié par un facteur 1.8 rapport au cas où le délai entre



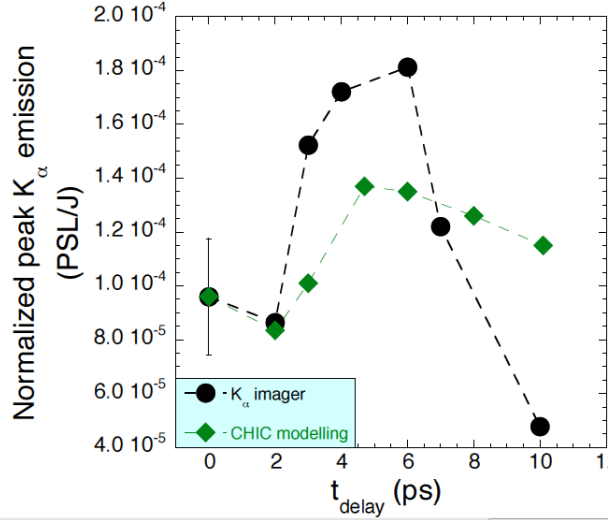


FIGURE 4.7 – Pic d’émission  $K_{\alpha}$  en face arrière de la cible normalisé au résultat obtenu pour un délai nul entre les deux impulsions. Les points expérimentaux sont représentés par les ronds noirs et ceux de simulations sont par les losanges verts.

les impulsions est nul.

Pour ce délai optimum, le pic d’émission est plus intense, comparé à celui du cas où le délai entre les deux impulsions est nul, ce qui sous-entend que le faisceau d’électrons était plus concentré le long de l’axe de propagation. Ce qui signifie qu’au moins une partie du faisceau d’électrons est mieux guidée, l’émission  $K_{\alpha}$  étant une signature du passage du faisceau d’électrons.

Par contre, l’énergie totale d’émission (pic multiplié par la surface) est moins importante par rapport au délai 0 ps.

On peut conclure qu’environ une moitié des électrons rapides sont mieux guidés dans le cas où le délai est compris entre 4 et 6 ps.

Afin d’illustrer ce propos, considérons un faisceau d’électrons de distribution gaussienne entraînant une distribution  $K_{\alpha}$  de pic maximum égale à 1 u.a. et un rayon de 2 u.a.. Si on multiplie le pic par 2 et si le rayon est divisé par 2, on se rend compte que l’intégrale du signal  $2 \int r dr I(r)$  est deux fois moins importante que l’intégrale du signal 1, c’est donc, au mieux, la moitié des électrons qui sont guidés. L’intégration du signal reste identique et le faisceau est plus étroit voir la figure 4.8.

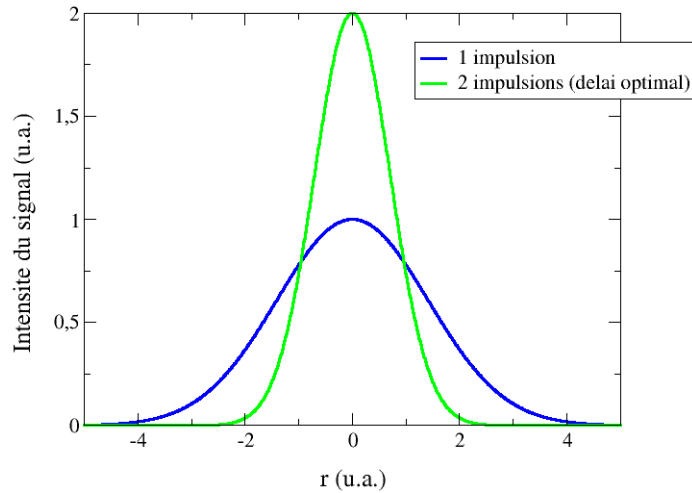


FIGURE 4.8 – Illustration des résultats  $K_\alpha$  pour le délai optimum.

### Température de la face arrière de la cible

La figure 4.9 représente la température en face arrière de la cible calculée à partir du rayonnement thermique enregistré par l’HISAC. Le rayonnement thermique Planckien, produit par le chauffage de la cible par les électrons rapides et par le courant de retour, est enregistré par l’HISAC. Pour que l’on puisse l’utiliser pour évaluer la température de la cible, il doit être séparé du rayonnement optique de transition (OTR)[7], produit directement par les électrons rapides traversant la face arrière de la cible. Cette séparation a été acquise en effectuant la mesure 100 ps après l’interaction laser, lorsque le signal OTR est terminé. La modélisation de l’hydrodynamique radiative de la cible est utilisée pour remonter à sa température initiale, connaissant l’émission thermique totale à  $t = 100$  ps. Le code HYADES [128] a permis de modéliser l’expansion et le refroidissement hydrodynamique de la cible ainsi que l’évolution résultante du spectre thermique en face arrière de la cible pendant les cent premières ps. Une comparaison entre le signal calculé et celui mesuré au temps  $t = 100$  ps donne une estimation de la température de la face arrière de la cible au temps  $t = 0$  ps c’est-à-dire à la fin de l’impulsion laser.

La température en face arrière varie d’un facteur 2 en fonction du délai entre les deux impulsions. Pour un délai nul, elle vaut 20 eV et elle est maximale, de l’ordre de 30-35 eV, pour le délai 4-6 ps. Ces observations

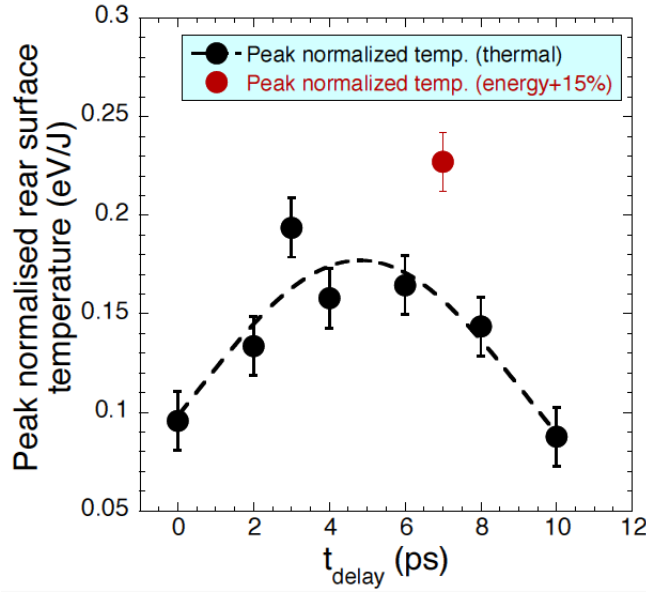


FIGURE 4.9 – Température en face arrière de la cible déduite du diagnostic HISAC en fonction du délai entre les deux impulsions. Les températures en eV sont normalisées à l’énergie laser sur cible afin de s’affranchir des fluctuations tir-à-tir. Les points sont interpolés par une distribution Gaussienne. Le tir, en rouge, contenait plus de 15 % d’énergie sur cible que l’énergie moyenne, sa température est 2.2 fois plus élevée que dans le cas d’une seule impulsion. Les calculs avec HYADES ont été réalisés par R.H.H. Scott.

confirment le guidage du faisceau électronique pour le délai optimal.

La température moyenne de la face arrière, calculée à partir de l’analyse des raies  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  du cuivre<sup>1</sup>, enregistrées sur le détecteur du spectromètre, est de 25.8 eV soit 0.139 eV/J, ce qui est en accord avec les données de l’émission thermique.

Cette variation relativement faible de la température de la face arrière de la cible signifie que, même si cette méthode de double impulsion permet de confiner une partie du second faisceau d’électrons, elle ne permet pas d’accélérer un plus grand nombre d’électrons. Sinon nous observerions une plus forte augmentation de la température de la cible pour un délai compris entre 4 et 6 ps entre les deux impulsions.

1. Le code atomique FLYCHK [19] permet de simuler ces raies, puis en les comparant aux raies expérimentales, on estime la température de la cible en face arrière. Calcul réalisé par Hans-Peter Schlenvoigt

## Variation des paramètres de l'interaction

Les cibles et les paramètres laser ont été testés afin de déterminer le pouvoir de guidage :

- Cibles : 150  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al - énergie totale des deux impulsions : 200 J. Rapport entre les énergies des deux impulsions : 10.
- Cibles : 50  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al - énergie totale des deux impulsions : 100 J. Rapport entre les énergies des deux impulsions : 10.
- Cibles : 75  $\mu\text{m}$  Al / 10  $\mu\text{m}$  Cu / 1  $\mu\text{m}$  Al - énergie totale des deux impulsions : 200 J. Rapport entre les énergies des deux impulsions : 20.

Dans ces cas, les rayons des taches  $K_\alpha$  sont à peu près constants et les pics d'émission  $K_\alpha$  suivent l'évolution des rayons. Dans ces cas, la double impulsion n'améliore pas le guidage :

- Pour des cibles épaisses (150  $\mu\text{m}$ ) car le champ magnétique n'est pas assez étendu pour pouvoir guider le faisceau d'électrons sur une telle distance.
- Pour des cibles plus minces (50  $\mu\text{m}$ ) mais avec une énergie sur cible plus faible : 100 J (divisée par un facteur 2), le champ magnétique n'est pas assez fort pour guider le faisceau d'électrons.
- Dans le cas de la cible de 75  $\mu\text{m}$  mais avec un rapport de 20 entre les énergies des deux impulsions, le champ magnétique créé par l'impulsion génératrice n'est pas suffisant pour guider le second faisceau d'électrons.

En conclusion, l'expérience a montré la possibilité de guidage d'une partie des électrons rapides, si les deux conditions suivantes sont réunies : l'énergie de la première impulsion laser doit être suffisamment importante (dans le cas de l'expérience c'est environ 17 J) et le délai entre les deux impulsions doit être compris entre 4 et 6 ps. En outre, la longueur de guidage dépend de l'énergie laser et dans notre expérience elle est limitée à une centaine de micromètres.

Dans la suite, nous nous intéresserons à la cible de  $75 \mu\text{m}$  avec une énergie de 200 J et un rapport en énergie de 10 entre les deux impulsions.

Notre objectif est de mieux comprendre le mécanisme de guidage, les conditions nécessaires pour l'effectuer et les paramètres contrôlant son efficacité.

## 4.4 Modélisations de l'expérience : guidage des électrons

L'expérience est interprétée en partie grâce aux simulations que j'ai réalisées avec le code hydrodynamique CHIC couplé au code cinétique réduit de transport des électrons M1, au module MHD de calcul des champs magnétiques et au module de calcul de l'émission  $K_\alpha$ . Les caractéristiques de ces codes sont présentés dans les annexes. Grâce à l'utilisation d'un modèle cinétique réduit, il est possible de décrire le transport des électrons rapides sur des temps assez longs de quelques dizaines de picosecondes, tout en tenant compte de la réponse réaliste de la cible<sup>2</sup>. Le code hybride LEDA utilisé [94] dans le dimensionnement initial de l'expérience ne permet pas de modéliser des temps longs, supérieurs à la picoseconde. Les simulations vont nous permettre de modéliser l'expérience et de comprendre la physique mise en jeu. Les résultats expérimentaux montrent qu'il est possible de confiner le faisceau d'électron grâce à deux impulsions laser. La première, contenant dix fois moins d'énergie que la seconde, crée un champ magnétique qui guide les électrons générés par l'interaction de la seconde impulsion laser avec la cible d'aluminium.

Dans notre approche de modélisation, nous nous sommes concentré sur la physique du transport des électrons rapides. La physique de l'accélération des électrons n'a pas été modélisée pour différentes raisons. D'abord, les caractéristiques laser ne sont pas connues avec une précision suffisante pour décrire la génération des électrons ; puis, la description de l'interaction laser plasma pendant plusieurs picosecondes avec une cible dense nécessite des simulations cinétiques collisionnelles trop lourdes.

Nous avons paramétrisé les caractéristiques des électrons accélérés en se basant, dans un premier temps, sur des modèles décrits dans la sous-

---

2. Le code CHIC utilise des équations d'état et de la conductivité de l'aluminium, tabulées et approchées par des modèles appropriés (voir la sous section 2.3.3, les pages 48 et 49).

section suivante, pour les injecter dans les simulations comme conditions initiales et de bord. Puis, les données d'entrées ont été ajustées de façon à s'accorder au mieux aux observations en tenant compte des contraintes. Nous avons, tout d'abord, étudié la propagation de chaque faisceau séparément, puis, ensemble.

#### 4.4.1 Caractérisation du faisceau d'électrons

Expérimentalement, les deux impulsions lasers ont la même durée :  $1.4 \pm 0.3$  ps et de diamètre :  $7 \mu\text{m}$  à mi-hauteur. L'énergie totale des deux impulsions réunies est de  $186 \pm 11 J$  sur cible. Cependant la distribution de cette énergie dans le plan du foyer est assez compliquée. Selon les mesures effectuées au début du fonctionnement de la chaîne Vulcan [87] seulement 20 % de l'énergie de l'impulsion est contenue dans la tache de  $7 \mu\text{m}$ . Les mesures ont montré que 50 % de l'énergie est contenue dans une plus grande tache de  $16 \mu\text{m}$  de diamètre et le reste des 50 % est distribuée sur une plus grande surface.

Afin de modéliser l'expérience, trois faisceaux d'électrons sont définis :

- le faisceau 1 : représentant l'interaction de la première impulsion laser d'intensité  $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$  avec la cible solide d'aluminium,
- le faisceau 2 : représentant l'interaction de la seconde impulsion d'intensité  $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$  avec la cible, lancée avec un délai compris entre 2 et 10 ps par rapport au faisceau 1. Ce délai représente la durée qui s'écoule entre les deux impulsions pic à pic.
- le faisceau 3 : représentant le cas où le délai entre les deux impulsions est nul. Il contient l'énergie des faisceaux 1 et 2.

La physique de l'interaction laser-cible n'est pas décrite dans notre code. Les électrons ont été injectés à la surface de la cible grâce au module M1. Par conséquent, nous avons définis les caractéristiques du faisceau d'électrons issus de ces interactions du laser et de la cible d'aluminium. Pour les définir nous nous sommes appuyés sur les articles de A.A. Solodov et ses collaborateurs [107], pour le calcul des énergies des électrons, et celui de A. Debayle et ses collaborateurs [26] pour les angles géométrique et de dispersion qui déterminent la divergence du faisceaux d'électrons. Ensuite, les paramètres du faisceau d'électrons ont été adaptés pour modéliser au mieux les résultats expérimentaux.

**Distribution en énergie.** La distribution en énergie des faisceaux a été approchée par une fonction gaussienne, ce qui est en accord raisonnable avec la plupart des données expérimentales. Les températures moyennes des électrons sont définies par le maximum [107] entre le potentiels pondéromoteur 2.8 et la loi de Beg [8] :

$$T_e(\text{MeV}) = \max\{0.511[(1 + 0.36 I_{18})^{0.5} - 1], 0.046I_{18}^{1/3}\}. \quad (4.1)$$

où  $I_{18}$  est l'intensité laser en  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Cette formule est valable pour  $\lambda_{laser}$  la longueur d'onde laser de 1.054  $\mu\text{m}$ . L'énergie moyenne des électrons du premier faisceau, générés par la première impulsion laser d'intensité  $\sim 10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>, est de 0.6 MeV et celle des électrons, générés par la seconde impulsion laser d'intensité  $\sim 10^{20}$  W.cm<sup>-2</sup> est de 2.75 MeV. P. Norreys et ses collaborateurs [85] estiment, à partir de données expérimentales, l'énergie moyenne des électrons générés par une impulsion laser d'intensité  $10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>, à  $\sim 0.7$  MeV et à 2 MeV pour une intensité laser de  $10^{20}$  W.cm<sup>-2</sup>. Ces estimations montrent que notre choix de paramètres est raisonnable.

Le pourcentage d'énergie laser convertie en électrons chauds est donnée par la formule proposée par Town et al [119] :

$$\eta_h = 0.0616 \cdot I_{18}^{0.266} \quad (4.2)$$

Cette formule empirique est le résultat de l'interpolation de plusieurs données expérimentales. Elle a servi de point de départ, puis l'énergie absorbée a été adaptée afin de reproduire le plus précisément possible les résultats expérimentaux.

Les caractéristiques énergétiques des trois faisceaux dépendent des énergies investies dans chacune des impulsions laser. L'énergie du second faisceau est 10 fois celle du premier faisceau et que leur somme est égale 186 J. Néanmoins, il est à noter que nous avons considéré uniquement l'énergie contenue dans la tache focale principale, selon les données expérimentales [87], c'est à dire 20% de l'énergie totale. Puis, les énergies des trois faisceaux d'électrons ont été définies à partir de la loi d'échelle 4.2 puis adaptées afin de reproduire au mieux les résultats expérimentaux :

- La distribution énergétique du faisceau 1 est une fonction maxwellienne dont la température moyenne est de 0.6 MeV. L'énergie totale contenue dans le faisceau est de 1.2 J.
- La distribution énergétique du faisceau 2 est elle aussi une fonction maxwellienne de température moyenne 2.75 MeV. L'énergie totale contenue dans le second faisceau est de 15 J.

- La distribution énergétique du faisceau 3 est toujours une fonction maxwellienne de température moyenne 2.75 MeV. L'énergie totale contenue dans ce faisceau est de 16.2 J.

Le dernier cas représente celui où le délai entre les deux impulsions est nul. Selon l'analyse des effets collisionnels présentée dans la section 2.3.3, le pouvoir d'arrêt, dans l'aluminium, des électrons ayant une énergie de 100 keV et 5 MeV est de l'ordre de 2 à 6 cm<sup>2</sup>/g. Dans nos cibles, dont la densité surfacique est comprise entre 10 et 30 mg/cm<sup>2</sup>, les pertes d'énergies collisionnelles sont inférieures à 100 keV. Par conséquent, les processus physiques dominant la dynamique des électrons rapides, dans notre expérience, sont le chauffage de la cible par le courant de retour, la diffusion par les collisions et la focalisation par les champs magnétiques auto-générés.

Les caractéristiques spatiales et temporelles des trois faisceaux sont identiques car les deux impulsions sont créées à partir de l'impulsion principale dont l'intensité est de 10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup>.

**Distribution spatiale.** La distribution de l'intensité laser dans la zone focale n'a pas été mesurée lors de l'expérience. De plus, il est reconnu que la zone de l'accélération des électrons est plus large que la distribution de l'intensité laser, du au fait du transport radial des électrons rapides [127, 126]. Pour ces raisons, nous n'avons pas tenté de reproduire la distribution de l'intensité laser, mais approché le profil de l'intensité du faisceau par une fonction gaussienne d'ordre variable. Le meilleur résultat, en terme de modélisation de dimension et pic d'intensité  $K_\alpha$ , a été obtenu avec une distribution radiale en gaussienne d'ordre<sup>3</sup>  $n = 0.7$ . Cette distribution tient compte d'une tache laser plus grande, que la tache focale, avec une intensité plus faible. Cela a pour effet de limiter les champs magnétiques sur le bord du faisceau. En effet, avec une distribution spatiale gaussienne d'ordre un, et malgré l'angle de divergence imposée au faisceau, le champ magnétique induit confine à lui seul le faisceau d'électrons et l'utilisation d'une séquence de deux impulsions n'est alors plus nécessaire. Bien que cette propriété soit très intéressante pour le guidage des électrons, elle ne correspond pas à l'observation expérimentale : le faisceau 1 et le faisceau 2 seuls doivent être divergent. Le fait

---

3. une gaussienne d'ordre n est notée :  $\exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2n}\right]$ .



que 50% de l'énergie soit contenue dans une tache de diamètre de  $16 \mu\text{m}$ , en dehors de la tache focale, entraîne une distribution radiale du courant plus faible au bord, qu'au centre. Le choix d'une gaussienne d'ordre 0.7 permet de reproduire cet effet.

Le diamètre à mi-hauteur choisi pour le faisceau d'électrons est de  $34 \mu\text{m}$ , soit environ 5 fois la dimension de la tache focale. En effet, nos calculs montrent que quelque soit l'angle de divergence imposée au faisceau d'électrons, ayant un rayon initial de  $7 \mu\text{m}$ , il est impossible de reproduire la taille des taches  $K_\alpha$  expérimentale en face arrière. Ce phénomène a déjà été mis en avant dans les articles [111, 62, 102, 44]. Cet élargissement du rayon du faisceau d'électrons et l'aplatissement de son profil sont expliqués qualitativement par la distribution complexe de l'intensité laser et le transport des électrons à l'extérieur de la tache laser par le champ magnétique propre du faisceau [86] et par l'effet Nernst dans le pré-plasma [126].

**La divergence.** La divergence du faisceau d'électrons dépend du processus d'accélération des électrons dans le pré-plasma et des instabilités qui se développent à l'interface entre le pré-plasma et la cible dense et froide. Ces processus microscopiques sont hors de portée de notre modélisation. Nous décrivons la divergence du faisceau injecté par deux paramètres : l'angle géométrique, qui caractérise la divergence globale du faisceau sur la tache et l'angle de dispersion qui caractérise la divergence locale des électrons en chaque point de la tache. Les définitions de ces angles sont présentés sur la figure 4.10.

Le code de transport M1 permet de prendre en compte ces effets macroscopiques et microscopiques de la divergence du faisceau d'électrons. Pour cela deux angles sont défini : l'angle géométrique  $\theta_{\text{max}}$  et l'angle de dispersion  $\Delta\theta$  [26].

- L'angle géométrique définit le demi-angle d'ouverture du faisceau d'électrons en fonction de la position d'émission de l'électron. L'intensité laser n'étant pas constante à l'intérieur de la tache focale laser, l'angle d'émission des électrons par rapport à la direction principale de propagation sera différent suivant sa position par rapport au centre de la tache. De façon générale, l'angle d'émission est nul dans le centre de la tache et il augmente lorsque le point d'émission s'éloigne du centre. Cet angle  $\theta_{\text{max}}$  est déterminé

en accord avec [26] et est de  $35^\circ$  voir la figure 4.10. Dans le code la distribution des angles d'émission est représenté par une fonction  $\theta(r) = \theta_{\max}(r/r_0)^{1.2}$ , où  $\theta_{\max}$  est l'angle géométrique et  $r_0$  est le rayon de la tache focale.

- L'angle de dispersion caractérise l'écart type de l'angle d'émission des électrons en chaque point de la tache focale par rapport à la direction définie par l'angle géométrique. Les électrons émis à chaque point de la surface d'injection, ont été distribués de façon homogène dans l'angle solide défini par cette dispersion. Cet angle a été déterminé d'après [26], il est constant quelque soit la position auquel l'électron est émis. L'angle de dispersion,  $\Delta\theta$ , est de  $45^\circ$  voir la figure 4.10.

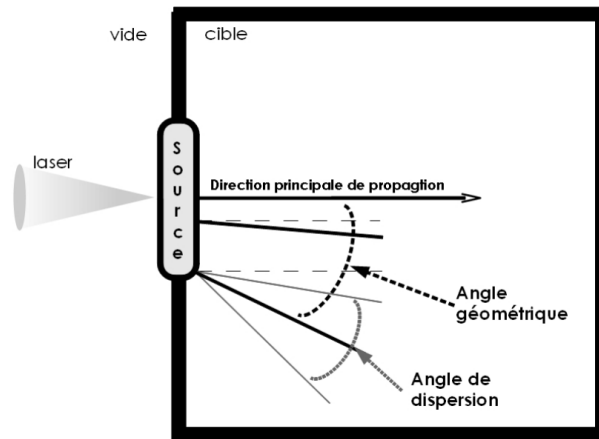


FIGURE 4.10 – Ce schéma représente les angles géométrique et de dispersion défini dans le module M1.

**Distribution temporelle** La distribution temporelle est définie comme une fonction gaussienne d'ordre 1 dont la durée à mi hauteur est de 2 ps. La forme du profil est en accord avec les mesures expérimentales, bien que la durée soit légèrement supérieure à la durée de l'impulsion laser :  $1.4 \pm 0.3$  ps, cela afin d'approcher au mieux les résultats expérimentaux.

TABLE 4.1 – Caractéristiques des trois faisceaux d'électrons.

		Faisceau 1	Faisceau 2	Faisceau 3
ENERGIE	énergie totale (J)	1.2	15	16.2
	énergie moyenne (MeV)	0.6	2.75	2.75
ESPACE	ordre gaussienne	0.7	0.7	0.7
	HWHM ( $\mu\text{m}$ )	17	17	17
	angle géométrique ( $^\circ$ )	35	35	35
	angle dispersion ( $^\circ$ )	45	45	45
TEMPS	ordre gaussienne	1	1	1
	HWHM (ps)	1	1	1
ÉLECTRONS	Puissance (TW)	0.6	7.5	8.1
	Courant (MA)	1.0	2.7	2.9
	Densité de courant ( $10^{11}$ A/cm $^2$ )	1.1	2.8	3.0
	Densité des électrons rapides ( $10^{19}$ cm $^{-3}$ )	2.2	5.8	6.1

En conclusion, afin de reproduire au mieux les résultats expérimentaux, les paramètres des faisceaux d'électrons ont été ajustés. La durée de l'impulsion a été allongée pour que le délai optimal de guidage du second faisceau d'électrons, dans les simulations, soit en accord avec celui expérimental. De plus nous avons aussi augmenté le diamètre initial du faisceau électronique d'un facteur  $\sim 5$ , par rapport à celui de la tache focale laser, car il était impossible de reproduire les tailles des taches d'émission  $K_\alpha$  expérimentales. Noter que, même avec un rayon initial de  $17 \mu\text{m}$ , la taille des taches simulées reste toujours inférieure à celle des taches expérimentales. Il y a deux explications possibles à ce phénomène. La première, pourrait venir du fait que la re-circulation des électrons chauds n'est pas encore prise en compte dans notre module de transport de particules. La seconde, du fait que nous ne connaissons pas exactement la distribution de l'énergie dans la tache laser. En effet, l'énergie des deux impulsions réunies est de 186 J et nous avons seulement considéré l'énergie contenue dans la tache focale.

Dans les sections suivantes nous allons étudier le transport du premier faisceau d'électrons dans la cible d'aluminium et montrer le rôle du champ magnétique. Puis nous analyserons le transport du second faisceau d'électrons dans la cible d'aluminium, après le passage du premier faisceau.

#### 4.4.2 Transport du premier faisceau

Dans cette sous-section, nous nous intéresserons à l'évolution spatio-temporelle du champ magnétique engendrée par la propagation du premier faisceau d'électron. Nous déterminerons les conditions favorables, ou non, au confinement du second faisceau d'électrons.

##### État du plasma : température et conductivité

Il est nécessaire de caractériser l'état du plasma afin d'identifier les sources du champ magnétique. L'évolution de ce dernier au cours du temps dépend du gradient de résistivité et du rotationnel du courant voir les équations 2.16 et 2.17.

Les cartes de conductivité et de température sont données sur la figure 4.11 pour les temps caractéristiques de l'interaction  $t1 = 2$  ps,  $t2 = 4.7$  ps et  $t3 = 8$  ps. La température varie très peu et est comprise entre 4 et 22 eV. Dans ce domaine les températures, selon les modèles d'Aschcroft et Spitzer, décrits par B. Chimier [18], la conductivité est quasi constante. On peut donc négliger son gradient dans l'équation 2.16. L'évolution du champ magnétique au cours du temps et en coordonnées cylindriques, selon l'équation 2.17 s'écrit alors :

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \right) + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B_\theta}{\partial z^2} + \eta \left( \frac{\partial j_{br}}{\partial z} - \frac{\partial j_{bz}}{\partial r} \right) \quad (4.3)$$

La génération du champ magnétique ne dépend plus que la dérivée de la composante radiale du courant suivant la direction de propagation et de celle de la composante longitudinale suivant la direction radiale.

##### Carte des champs magnétiques

Qualitativement, la génération des champs magnétiques lors de l'injection du faisceau d'électrons dans un plasma est expliquée de la manière

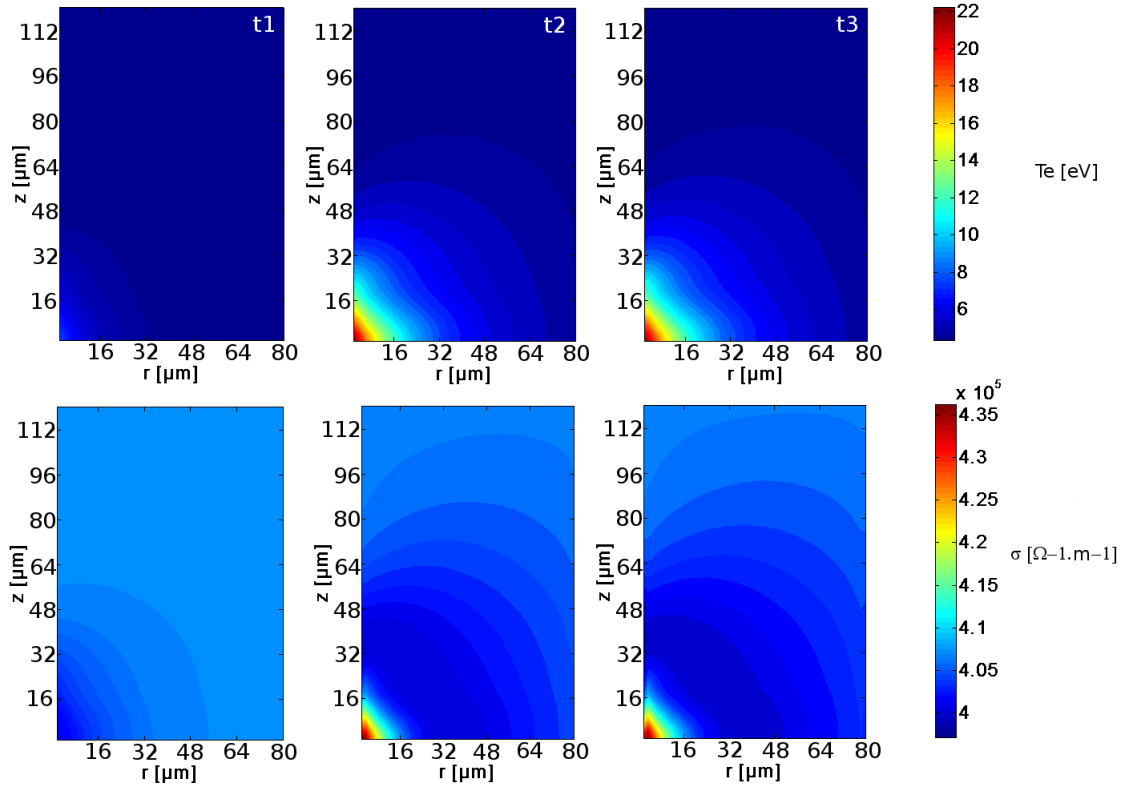


FIGURE 4.11 – Représentation de la carte de la température et de la conductivité en fonction du temps, pour le cas d’un faisceau de 1.2 J.

suivante. Lorsque les électrons du plasma sont injectés dans la cible, suite à l’absorption de l’énergie laser, un champ électrique dû à la séparation de charge électrons-ions s’installe. Afin d’assurer la neutralité électrique du milieu, ce champ électrique induit un courant d’électrons de retour  $j_c = E/\sigma$  ( $\sigma$  étant la conductivité) qui neutralise le courant d’électrons chauds  $j_b$ . Une approximation supposant la neutralisation du courant conduit à la condition  $j_b = -j_c$ . Bien que les courants soient neutralisés, le champ magnétique n’est pas nul. Il est engendré par le champ électromoteur qui a une composante rotationnelle (le champ électrique  $\vec{E}$  est dirigé sur l’axe du faisceau mais il dépend du rayon). Un champ magnétique azimuthal  $B$  est induit par la loi de Faraday  $\partial \vec{B} / \partial t = -\vec{\nabla} \times \vec{E} = \eta \vec{\nabla} \times \vec{j}_b$  lorsque le gradient de résistivité est négligé.

On remarque que pour des temps inférieurs à 5 ps le champ magnétique se décompose en trois parties : deux parties convergentes (ayant le signe négatif dans la figure 4.12) et une partie divergente. Les deux lobes convergents se situent autour de l’axe de propagation et près de l’axe

radiale, ils tendent à confiner les électrons. La partie divergente (en bordaux), comprise entre les deux parties convergentes, tend à faire éclater le faisceau d'électrons.

La partie divergente vient du fait que la dérivée de la composante radiale du courant suivant la direction de propagation est supérieure à celle de la composante axiale suivant la direction radiale. En observant les cartes de la densité de courant axiale et longitudinale, figure 4.12, pour un rayon d'environ  $20 \mu\text{m}$ , la densité de courant longitudinale est supérieure à celle axiale sur environ  $24 \mu\text{m}$ . Cette configuration particulière vient du choix de la distribution spatiale et angulaire du faisceau d'électrons. Les 'ailes' de la distribution spatiale du courant décrite par une gaussienne d'ordre 0.7, entraînent des gradients de courants doux et donc un champ magnétique trop faible pour brider la trajectoire des électrons le long de l'axe de propagation.

Il est important de noter une différence importante avec les simulations de Robinson et al [94]. Bien que le courant total soit du même ordre, 1 MA, la densité de courant dans notre cas est dix fois moins importante, ainsi que l'amplitude du champ magnétique qui ne dépasse pas 0.5 MG. Cette valeur relativement faible du champ magnétique et son extension spatiale moins importante expliquent la difficulté de guider les électrons dans notre expérience.

## Évolution spatio-temporelle du champ magnétique

Durant la propagation du premier faisceau d'électrons, la valeur de la partie convergente du champ magnétique augmente jusqu'à  $t = 4.7$  ps, où il est maximal, puis décroît avec le temps, voir la figure 4.13. La courbe verte représente l'évolution temporelle du faisceau d'électrons et illustre bien le fait que le champ magnétique est maximum à la fin de celle-ci ( $t = 4.7$  ps).

La température n'excédant pas la vingtaine d'électronvolt, au point le plus chaud, la conductivité est quasi-constante dans cet intervalle. À 4.7 ps le faisceau d'électrons est faible car l'impulsion est quasiment terminée. On peut alors négliger les gradients de courant. Donc la décroissance du champ magnétique est due à sa diffusion. À partir de la figure 4.13, le temps caractéristique de diffusion  $\tau_m$  est estimé à 11.2 ps. Ce qui est

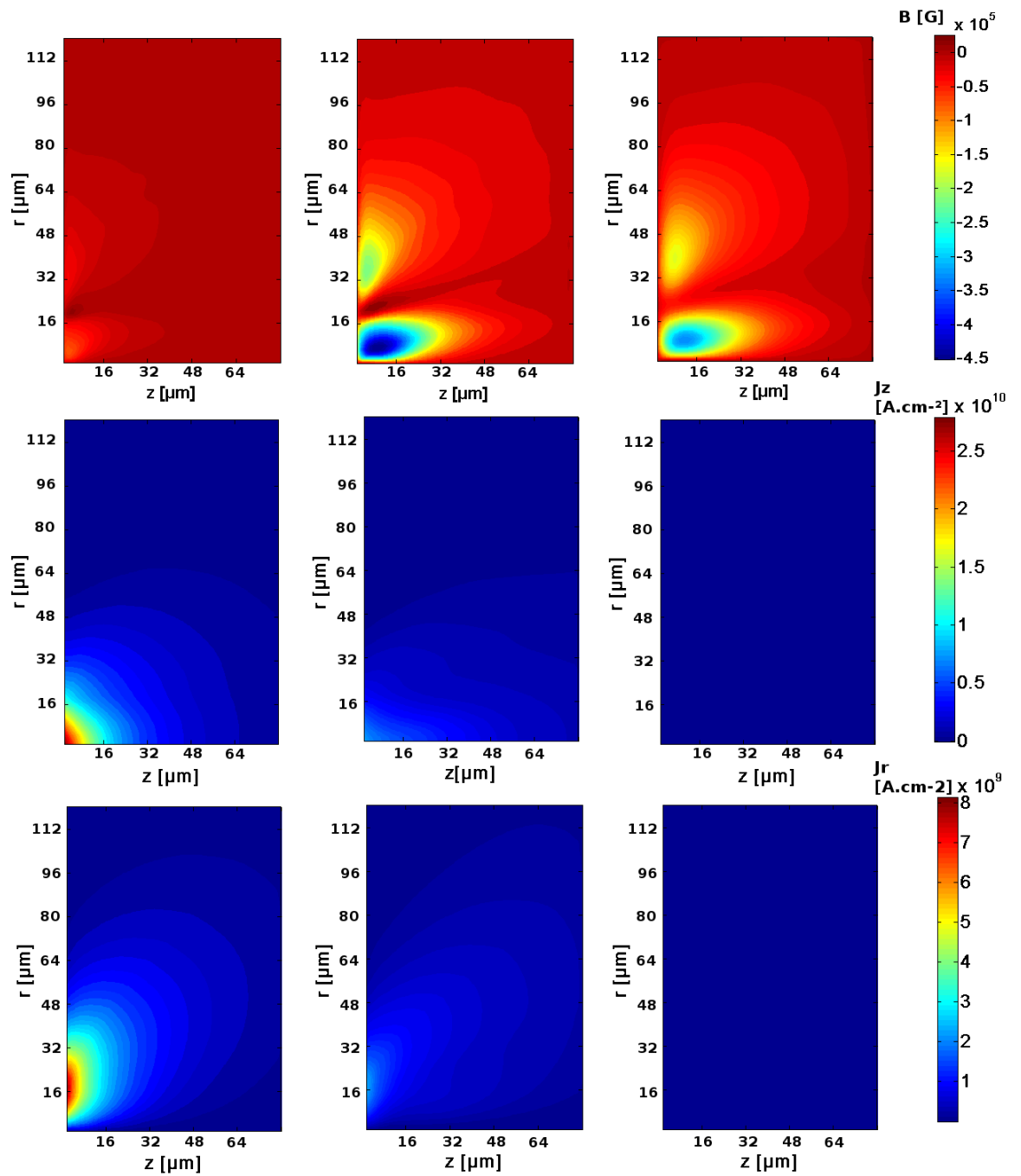


FIGURE 4.12 – Cartes du champ magnétique (première ligne), de la densité de courant axiale (deuxième ligne) et de la densité de courant radiale (troisième ligne) au temps  $t_1 = 2$  ps (première colonne),  $t_2 = 4.7$  ps (deuxième colonne) et  $t_3 = 8$  ps (troisième colonne). Le champ magnétique est maximum en  $t_2$ .

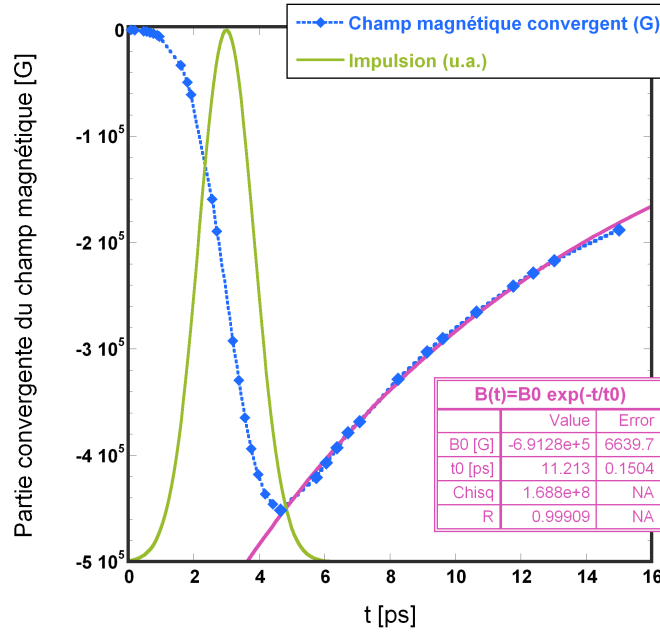


FIGURE 4.13 – Évolution temporelle de la valeur de la partie convergente du champ magnétique. Dans un premier temps elle croît, jusqu'à peu près la fin de l'impulsion. Elle est donc maximum en  $t = 4.7$  ps et vaut  $-0.45$  MG. Ensuite, le champ magnétique décroît par diffusion avec un temps de relaxation de  $11.2$  ps calculé en approximant la partie décroissante par une fonction exponentielle :  $B(t) = B_0 \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right)$ , où  $B_0 = -0.69$  MG et  $t_0 = 11.2$  ps. La courbe verte représente l'évolution temporelle du faisceau d'électrons.

largement inférieur au temps de diffusion théorique :

$$\tau_m = \frac{\mu_0 R_b^2}{\eta}$$

où  $R_b$  est le rayon du faisceau d'électrons. La résistivité est  $\eta = 2.4 \times 10^{-6} \Omega.m$  donc  $\tau_m = 0.17$  ns ce qui est environ 15 fois supérieur au temps de diffusion observé dans les simulations. En effet, le rayon du faisceau d'électron  $R_b = 17 \mu m$  ne correspond pas à la position maximum du champ magnétique à  $r_m = 7.2 \mu m$ . Le profil du faisceau d'électrons est fortement modifié à l'entrée dans la cible et seulement la partie centrale, avec un rayon d'environ  $6-7 \mu m$ , est guidée sur l'axe sur  $20-30 \mu m$ . C'est elle qui contribue à la génération du champ magnétique. Avec cette valeur,  $r_m$  est injecté dans la formule du temps de diffusion : on trouve un temps de relaxation d'environ  $18$  ps, tout fait comparable à celui observé dans les simulations.



En ce qui concerne la valeur de la partie divergente du champ magnétique, voir la figure 4.14, elle est créée par la partie périphérique divergente du courant. Elle est en moyenne  $5 \pm 2$  fois plus faible, en amplitude, que celle de la partie convergente. Elle atteint son maximum avant de la partie convergente à  $t = 3.6$  ps, puis diminue et disparaît à partir de  $t = 5.7$  ps. Ce qui signifie que, à partir de 3.6 ps, le champ magnétique de la partie convergente devient assez fort pour, peu à peu, limiter les courants radiaux jusqu'à ce qu'ils deviennent négligeables devant la partie guidée du courant axial.

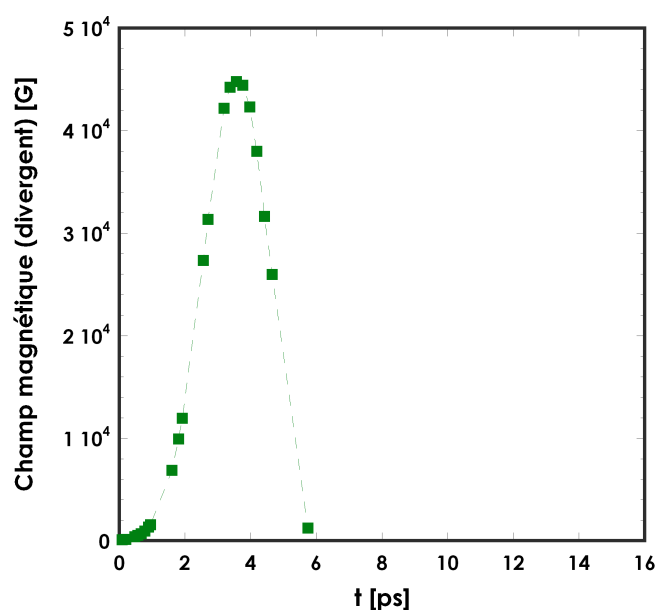


FIGURE 4.14 – Évolution temporelle de la valeur maximale de la partie divergente du champ magnétique. Dans un premier temps elle croît, jusqu'à  $t=3.6$  ps. À cet instant, elle vaut  $-45$  kG. Après le champ magnétique décroît rapidement et devient négatif.

L'étude de l'évolution spatiale et temporelle du maximum du champ magnétique est importante pour l'analyse suivante du transport du deuxième faisceau. La trajectoire de la partie convergente peut être décomposée en deux comportements distincts, voir figure 4.15 où nous avons tracé le déplacement du maximum du champ magnétique au cours du temps. Dans une première phase, le champ magnétique s'enfonce progressivement dans la cible, le long de l'axe de propagation : le rayon reste quasiment constant, pendant la durée de l'impulsion parce qu'elle est très inférieure au temps caractéristique de diffusion. Puis, dans une seconde phase, il reste quasiment localisé et s'éloigne peu à peu de l'axe

de propagation. La partie divergente du champ magnétique s'enfonce, elle, lentement dans la cible.

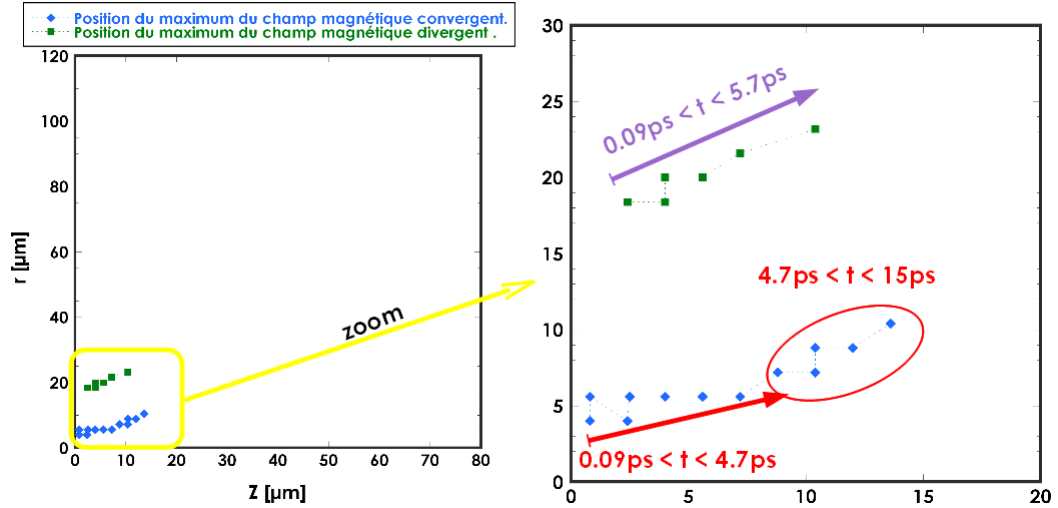


FIGURE 4.15 – Évolution spatio-temporelle du maximum du champ magnétique convergent en bleu, et le maximum du champ magnétique divergent en vert. Ce dernier s'enfonce lentement dans la cible. La trajectoire de la partie convergente peut être décomposée en deux parties. Dans une première phase, le maximum s'enfonce dans la cible le long de l'axe de propagation, pendant la durée de l'impulsion. Dans une seconde phase il s'éloigne lentement de l'axe de propagation.

Cet enfoncement dans la cible dépend de l'énergie investie et du courant dans le faisceau d'électrons. Plus elle est grande, plus le maximum du champ magnétique s'enfoncera dans la cible. Par contre, son rayon reste quasiment constant voir le tableau 4.2. Lorsque l'énergie du faisceau 1 est doublée, c'est à dire égale à 2.4 J, la position du maximum du champ magnétique convergent, à  $t = 4.9$  ps, est aussi multipliée par 2 dans le sens de la propagation :  $z_m = 16.8 \mu\text{m}$  ;  $r_m = 7.2 \mu\text{m}$ . Maintenant, si l'énergie du faisceau 1 est divisée par deux, c'est-à-dire égale à 0.6 J, le maximum du champ magnétique s'enfonce moins, à  $t = 4.7$  ps sa position est :  $z_m = 5.6 \mu\text{m}$  ;  $r_m = 7.2 \mu\text{m}$ . Augmenter ou diminuer l'énergie du faisceau 1 ne change pas la dynamique spatio-temporelle des champs magnétiques (enfoncement + localisation) parce qu'elle est régie par l'équation linéaire 4.3. Par contre, la distance sur laquelle le maximum du champ magnétique s'enfonce dans la cible, augmente avec l'énergie investie.

TABLE 4.2 – Positions et valeurs du champ magnétique en fonction de l'énergie investie dans le faisceau 1.

énergie totale faisceau 1 [J]	$t_{Bmax}$ [ps]	Champ magnétique [MG]	Profondeur $z_m$ [ $\mu\text{m}$ ]	Rayon $r_m$ [ $\mu\text{m}$ ]
0.6	4.7	-0.21	5.6	7.2
1.2	4.7	-0.45	8.8	7.2
2.4	4.9	-1.17	16.8	7.2

Ce comportement peut s'expliquer aisément : l'amplitude du champ magnétique dépend du courant et donc de l'énergie contenue dans le faisceau. Lorsque l'énergie du faisceau est augmenté, le champ magnétique devient plus fort et auto-guide le faisceau avec une plus grande efficacité. A son tour, le courant se voit renforcé, guidé sur une plus grande distance, et par conséquent, le maximum du champ magnétique s'enfonce dans la cible. Lorsque l'impulsion est terminée il n'y a plus de source pour l'entraîner. Le champ magnétique est localisé et diffuse.

Il est intéressant de noter que le champ magnétique est maximal à la fin de l'impulsion. Lorsque la durée de l'impulsion est augmentée, la durée au bout de laquelle le champ magnétique est maximal augmente aussi, et correspond à peu près à la durée de l'impulsion pied à pied. Nous avons fait varier la durée de l'impulsion de 400 fs à 1 ps, à mi-hauteur (HWHM), pour le faisceau d'électrons, puis, nous avons relevé le temps au bout duquel le champ magnétique était maximum. L'énergie et la distribution spatiale du faisceau d'électrons sont restés les mêmes. Les résultats sont reportés sur la figure 4.16.

Les résultats montrent que plus on augmente la durée de l'impulsion, plus le champ magnétique atteint son maximum tardivement. La durée de l'impulsion a été augmentée d'un facteur 2.5 et celle de l'apparition du maximum a augmenté d'un facteur 2.1. Bien que l'intensité ne soit pas constante, la distribution spatiale et l'énergie du faisceau d'électrons restant constants, la valeur du champ magnétique varie peu, elle est diminuée d'un facteur de 20 % seulement parce que le temps du maximum du champ magnétique devient compatible avec le temps de diffusion.

Nous venons de voir que le champ magnétique convergent est maximal à

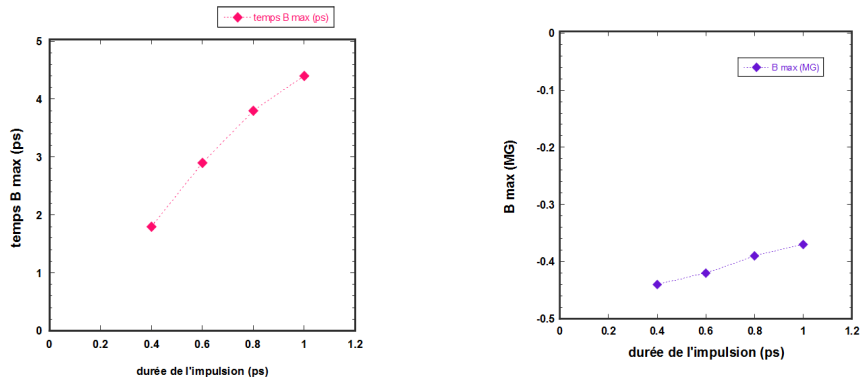


FIGURE 4.16 – Gauche : le temps au bout duquel le champ magnétique est maximum en fonction de la durée du faisceau d'électrons, donnée à mi-hauteur (HWHM). Droite : la valeur maximale du champ magnétique en fonction de la durée du faisceau d'électrons à mi-hauteur (HWHM).

$t=4.7$  ps, correspondant à la fin de l'impulsion, et vaut  $-0.45$  MG tandis que le champ magnétique de la partie divergente est affaiblit. Ce temps correspond aussi à celui où le maximum de la partie convergente est le plus enfoncé dans la cible. Ces conditions sont nécessaires au guidage du faisceau 2.

### 4.4.3 Transport et confinement du second faisceau

Dans un premier temps, nous étudierons l'évolution temporelle du second faisceau d'électrons. Puis nous verrons les conséquences du guidage sur l'émission du rayonnement  $K_{\alpha}$ .

#### Dynamique du second faisceau

La seconde impulsion est injectée avec la première, avec un délai compris entre 2 et 10 ps pic à pic.

Les conditions magnétiques induites par la propagation du premier faisceau sont essentielles pour le confinement du second faisceau d'électrons. Dans la section précédente, nous avons déterminé les conditions favorables à ce confinement : le délai entre les deux impulsions est de 4.7 ps. Pour ce délai, le champ magnétique de la partie convergente atteint son maximum et il est enfoncé dans la cible, près de l'axe de propagation. Donc dès sa création, le second faisceau d'électrons est confiné.

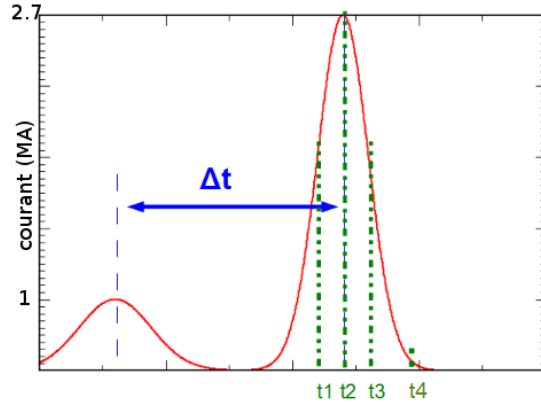


FIGURE 4.17 – Description des temps  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  représentant, respectivement, le premier quart, la moitié, les trois quart et la fin de la seconde impulsion.

Nous allons, tout d’abord, définir quatre temps :  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  (voir la figure 4.17) auxquels la densité de courant, le champ magnétique et l’émission  $K_\alpha$  vont être observés. Ils représentent respectivement, le premier quart, la moitié, les trois quart et la fin de l’impulsion.

Les figures 4.18 et 4.19 représentent les cartes des champs magnétiques et des densités de courants pour les temps  $t_2$  et  $t_3$ , pour trois délais entre les deux impulsions :  $\Delta t = 2, 4.7$  et  $8$  ps. L’observation du champ magnétique montre qu’il est plus important dans le cas où le délai entre les deux impulsions est de  $4.7$  ps. La différence entre les trois cas, que ce soit au temps  $t_2$  ou  $t_3$ , est assez importante, la variation du maximum du champ magnétique, de  $20$  à  $30\%$ , suffit à confiner ou pas le faisceau d’électrons. Selon la figure 4.19 le maximum du champ magnétique est de  $1.4$  MG et il s’étale sur une longueur de  $50 \mu\text{m}$ . Cela crée les conditions favorables pour le guidage.

La densité de courant axiale montre des différences quantitatives assez importantes. Pour un délai de  $4.7$  ps, elle est plus importante près de l’axe et sur une plus grande distance, que dans les deux autres cas en  $t_2$  et en  $t_3$ .

La densité de courant radiale reste inférieure, environ de dix fois, à la densité de courant longitudinale. Elle se détache de l’axe à une distance de  $20\text{-}30 \mu\text{m}$  et varie peu en fonction du délai entre les deux impulsions

que se soit en  $t_2$  ou  $t_3$ . Elle ne présente pas d'intérêt particulier pour le transport du faisceau.

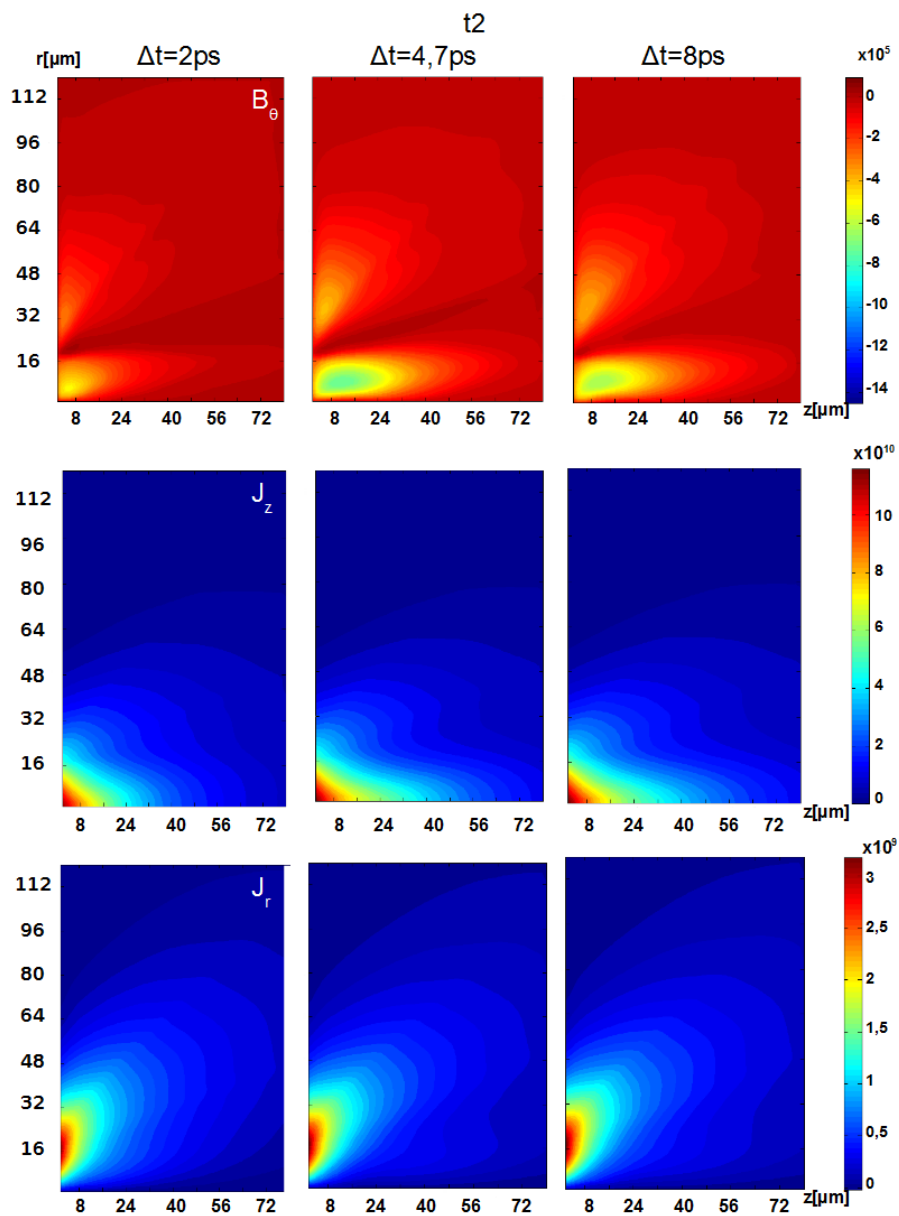


FIGURE 4.18 – Ligne 1 : cartes du champ magnétique en Gauss. Ligne 2 : cartes de la composante longitudinale de la densité de courant en  $\text{A}/\text{cm}^2$ . Ligne 3 : cartes de la composante transversale de la densité de courant en  $\text{A}/\text{cm}^2$ . Ces cartes sont données pour un délai de 2 (première colonne), 4.7 (deuxième colonne) et 8 ps (troisième colonne) de délai entre les impulsions, pour le temps  $t_2$ .

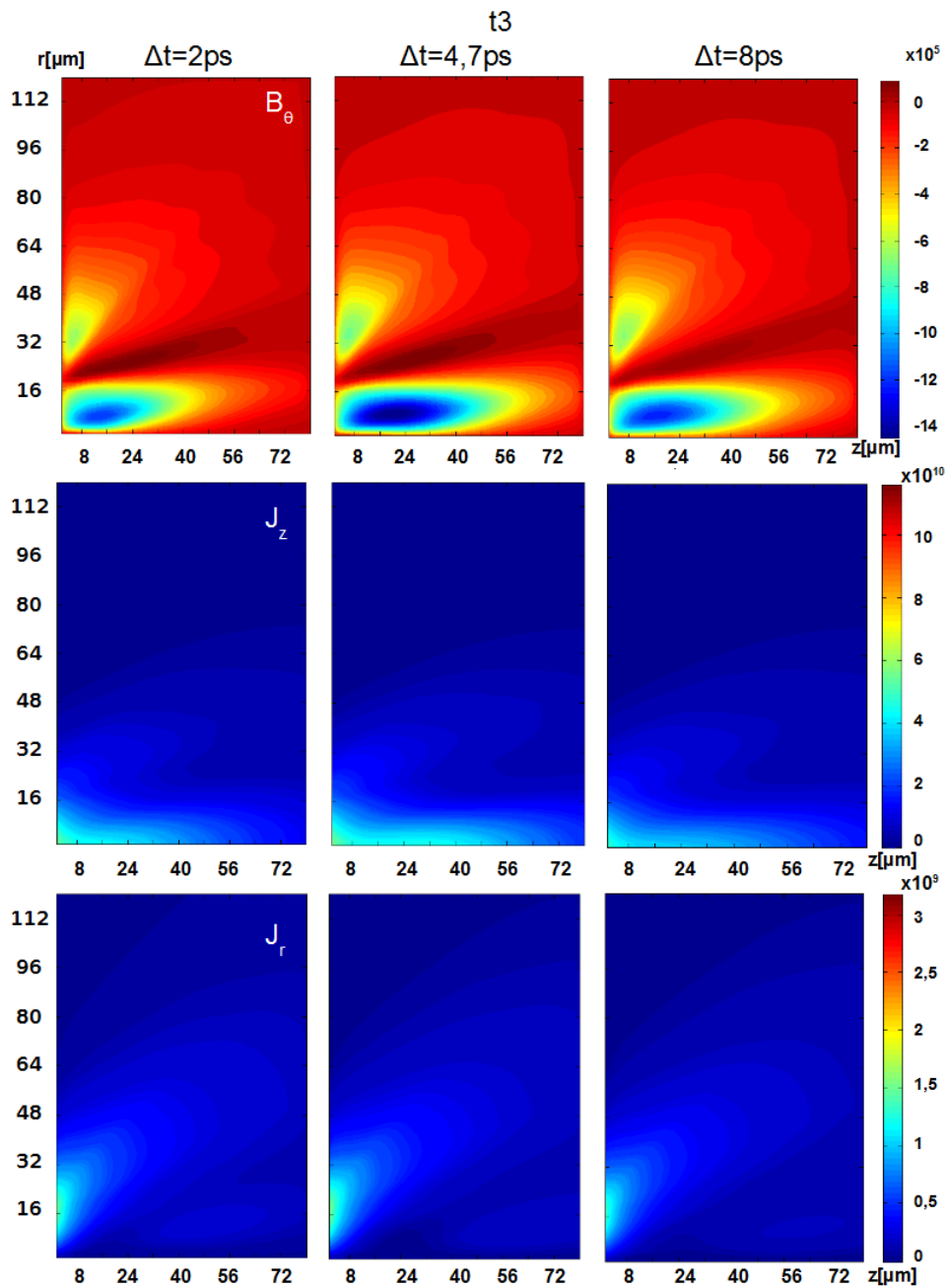


FIGURE 4.19 – Ligne 1 : cartes du champ magnétique en Gauss. Ligne 2 : cartes de la composante longitudinale de la densité de courant en A /cm<sup>2</sup>. Ligne 3 : cartes de la composante transversale de la densité de courant en A /cm<sup>2</sup>. Ces cartes sont données pour un délai de 2 (première colonne), 4.7 (deuxième colonne) et 8 ps (troisième colonne) de délai entre les impulsions, pour le temps t3.

## Évolution spatio-temporelle de la densité de courant

Dans le cas où les deux impulsions sont séparées de 4.7 ps le champ magnétique est le plus intense ce qui a pour conséquence de concentrer le faisceau d'électrons le long de l'axe de propagation. Nous allons étudier l'évolution spatio-temporelle de la densité de courant pour ce délai optimum.

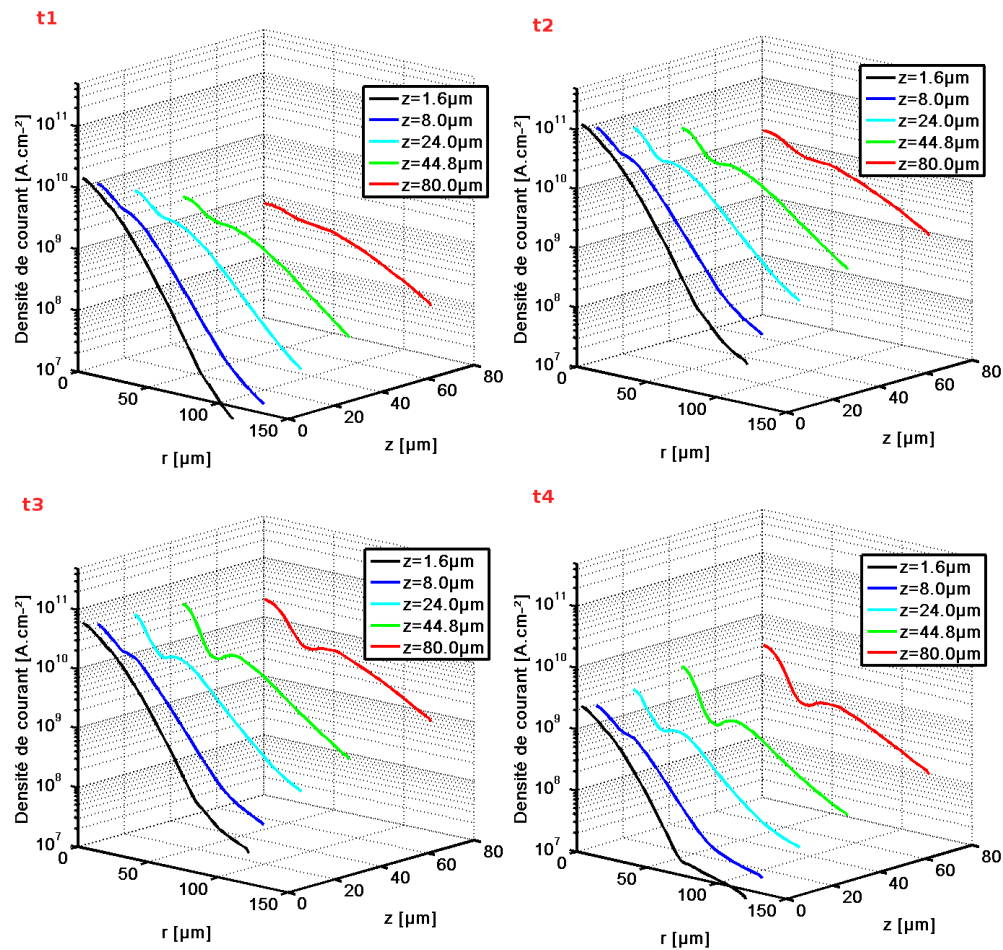


FIGURE 4.20 – Images représentent 5 coupes transversales, pour  $z = 1 \mu\text{m}$  en noire,  $8 \mu\text{m}$  en bleue,  $24 \mu\text{m}$  en cyan,  $44 \mu\text{m}$  en vert et  $80 \mu\text{m}$  en rouge, de la densité de courant. elles sont réalisées pour les temps t1, t2, t3 et t4, pour le délai optimal de 4.7 ps.

Afin de mieux percevoir la dynamique de la densité de courant au cours du temps, cinq coupes transversales ont été réalisées à cinq profondeurs différentes, voir la figure 4.20 :

- $z = 1 \mu\text{m}$  : à l'entrée de la cible (courbes noires),



- $z = 8.8 \mu\text{m}$  : à la position du maximum de la partie convergente du champ magnétique à la fin du faisceau 1 (courbes bleues),
- $z = 24 \mu\text{m}$  : à la position du maximum de la partie convergente du champ magnétique à la fin du faisceau 2 (courbes cyans),
- $z = 44 \mu\text{m}$  : représente environ la moitié de la cible (courbes vertes) et enfin,
- $z = 80 \mu\text{m}$  : en face arrière de la cible (courbes rouges).

La première observation qui est mis en évidence est, qu'à partir de  $z = 8.8 \mu\text{m}$  la densité de courant peut être divisée en deux parties : une partie confinée et une partie divergente. Les coupes transversales sont alors interpolées par deux gaussiennes :

- $z = 8.8 \mu\text{m}$  : la partie confinée est interpolée par une gaussienne d'ordre 0.7 (comme la distribution spatiale initiale du faisceau d'électrons), et la partie divergente par une gaussienne d'ordre 1 :

$$j_z(r) = j_c \exp\left(-0.5 \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1.4}\right) + j_d \exp\left(-0.5 \left(\frac{r}{r_d}\right)^2\right)$$

- $z \geq 24 \mu\text{m}$  : la mémoire de la forme du faisceau injecté disparaît et les deux parties, confinée et divergente, sont interpolées par deux gaussiennes d'ordre 1 :

$$j_z(r) = j_c \exp\left(-0.5 \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right) + j_d \exp\left(-0.5 \left(\frac{r}{r_d}\right)^2\right)$$

$r_c(2 \ln(2))^{\frac{1}{1.4}}$  et  $r_d(2 \ln(2))^{\frac{1}{2}}$  représentent respectivement les rayons à mi-hauteur de la partie confinée en  $z \geq 24 \mu\text{m}$  et celui de la partie divergente. Ils sont représentés figure 4.21.  $j_c$  et  $j_d$  sont les maxima des densités de courant des parties confinée et divergente, représentées figure 4.22.

Pour le cas particulier  $z = 1 \mu\text{m}$ , la coupe transversale de la densité de courant est interpolée par une simple gaussienne d'ordre 0.7 avec un rayon à mi-hauteur constant au cours du temps, égale à  $17.70 \pm 0.08 \mu\text{m}$ , en accord avec la distribution spatiale initiale des électrons. À l'entrée de la cible, le champ magnétique est intense et étendue radialement pour contenir le faisceau d'électrons.

Le pic de courant est maximum au temps  $t_2$ , en accord avec le maximum de l'impulsion.

Dès l'entrée de la cible, sur une longueur d'environ  $10 \mu\text{m}$ , le faisceau

se scinde en deux sous l'effet du champ magnétique créé par le premier faisceau et par son propre champ magnétique. Le rayon de la partie guidée (convergente) est réduite à  $7 \mu\text{m}$ , tandis que le rayon de la partie divergente augmente jusqu'à  $30 \mu\text{m}$ .

De manière générale, le rayon à mi-hauteur de la partie confinée varie très peu au cours du temps et augmente d'un facteur 1.6 le long de l'axe de propagation : il vaut  $6.98 \pm 0.45 \mu\text{m}$  en  $z = 8.8 \mu\text{m}$  et  $12.60 \pm 0.84 \mu\text{m}$  en  $z = 80 \mu\text{m}$ . Ce qui confirme clairement l'effet de guidage.

Les rayons à mi-hauteur de la partie divergente sont évidemment supérieurs à ceux de la partie confinée. Ils varient fortement avec le temps et augmentent d'un facteur 2.3 le long de l'axe de propagation. Ils passent de  $31.34 \pm 0.53 \mu\text{m}$  en  $z = 8.8 \mu\text{m}$  à  $73.31 \pm 6.13 \mu\text{m}$  en  $z = 80 \mu\text{m}$ .

Le pic de densité de courant diminue avec la profondeur pour les parties

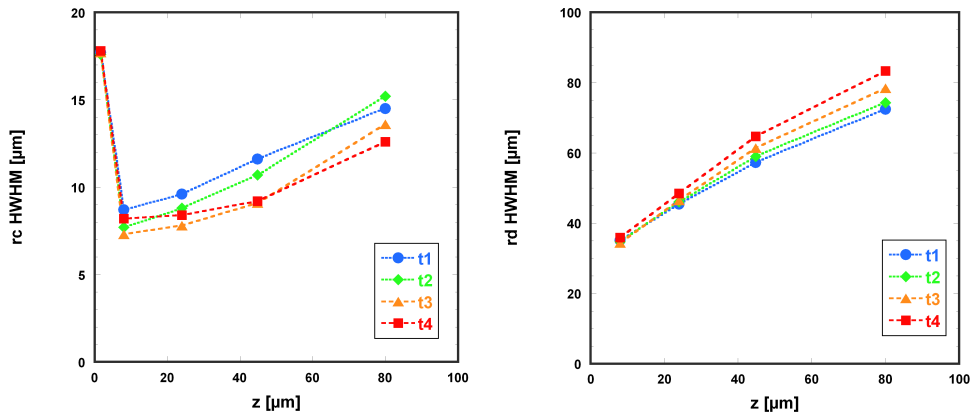


FIGURE 4.21 – Le rayon à mi hauteur des parties confinée (gauche) et divergente (droite) du faisceau d'électrons en fonction des temps t1 (ronds bleues), t2 (losanges verts), t3 (triangle orange) et t4 (carrés rouges).

confinée et divergente, et, diminue également avec le temps pour la partie divergente du faisceau d'électrons, voir la figure 4.22. Par contre, le pic de densité de courant de la partie confinée aux profondeurs  $z = 44.8$  et  $80 \mu\text{m}$  est supérieur en t3 par rapport à t2. Ce qui signifie qu'une partie des électrons est belle et bien guidée. Notons aussi que les valeurs des pics de courant des deux parties sont équivalentes.

**Émission du rayonnement  $K_\alpha$**  Nous allons maintenant regarder l'influence de cette décomposition de la densité de courant en deux parties (confinée et divergente) sur l'émission de rayonnement  $K_\alpha$ . Le code CHIC

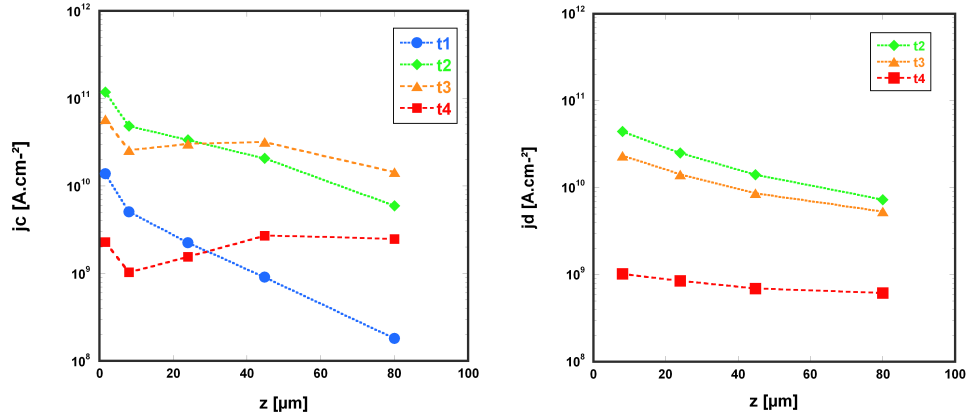


FIGURE 4.22 – Le maximum de la densité de courant pour des parties confinée et divergente du faisceau d’électrons en fonction des temps t1 (ronds bleues), t2 (losanges verts) t3 (triangle orange) et t4 (carrés rouges).

est doté d’un module qui calcule l’énergie du rayonnement  $K_\alpha$  émis de la couche de cuivre positionnée en face arrière de la cible.

Le rayonnement a été calculé pour tous les électrons traversant la couche de cuivre selon la formule 3.3 et intégré en temps. La petite épaisseur de la couche de cuivre de 10  $\mu$ m, la ré-absorption du rayonnement a été négligée. De plus, la re-circulation des électrons des électrons réfléchis en face arrière n’a pas été prise en compte. Pour cette raison, le rayon d’émission  $K_\alpha$  calculé par le code est inférieur à celui mesuré expérimentalement.

### Confinement du deuxième faisceau d’électron : diagnostic $K_\alpha$ et température du plasma en face arrière

Ce diagnostic permet d’estimer la taille de la tache  $K_\alpha$  en face arrière de la cible<sup>4</sup> et de comprendre la dynamique du faisceau d’électron qui la génère. Nous présenterons, ci-dessous, comment évolue le profil transverse de l’émission  $K_\alpha$  au cours du temps et tout au long de la cible dans le cas où le délai entre les deux impulsions est optimum c’est-à-dire : 4.7 ps.

**Évolution spatio-temporelle de l’émission  $K_\alpha$ .** Dans l’expérience, un marqueur de cuivre de 10  $\mu$ m est placé derrière une la cible d’alu-

4. Notre diagnostic ne tient pas compte de la ré-absorption des raies parce que seulement le signal relatif nous intéresse. Les photons ayant la même énergie, le coefficient de ré-absorption est toujours le même.

minium. L'imageur  $K_\alpha$  permet de mesurer les dimensions de la tache  $K_\alpha$ , signature du transport des électrons d'énergie supérieure à 20 keV. Le diagnostic implémenté dans le code CHIC, nous permet de restituer l'émission  $K_\alpha$ , intégré en temps, pour une position arbitraire du marqueur dans la cible. La figure 4.23 représente cette émission, après le passage du second faisceau. Bien qu'en réalité la couche de cuivre était placée au bout de la cible, la figure 4.23 présente l'émission  $K_\alpha$ , dans des unités arbitraires, comme si la couche de cuivre avait été placée à la position quelconque en  $z$ , le long de la cible.

Les images de l'émission  $K_\alpha$  sont similaires à celles des images de la densité de courant. Dans le cas où le délai entre les deux impulsions est de 4.7 ps, l'émission  $K_\alpha$  est plus concentrée autour de l'axe de propagation.

Afin de trouver la relation entre la densité de courant et le diagnos-

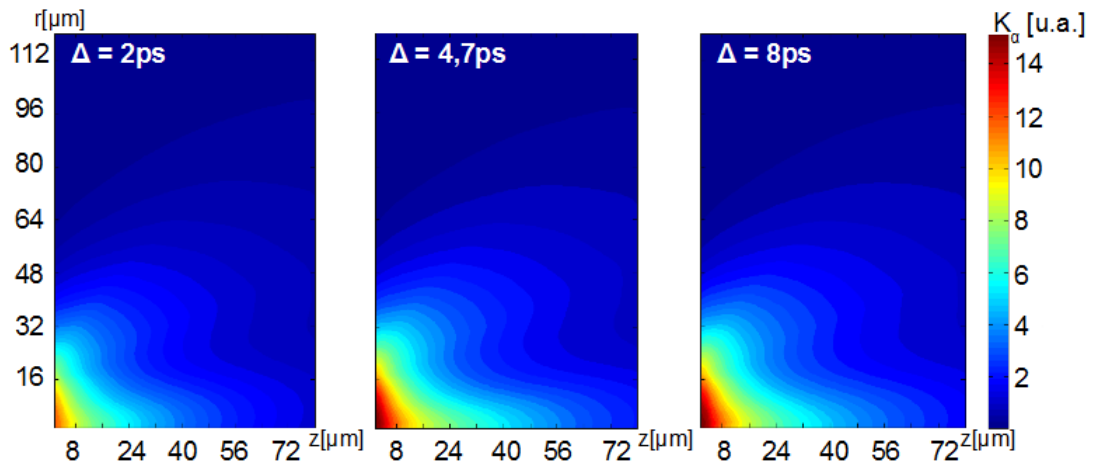


FIGURE 4.23 – Les images représentent l'émission  $K_\alpha$  du cuivre, à la fin de l'impulsion, pour un délai de 2, 4.7 et 8 ps entre les deux impulsions.

tic  $K_\alpha$ , nous regardons maintenant les profils radiaux de l'émission  $K_\alpha$  en fonction de la profondeur de cible pour le délai optimal de 4.7 ps entre les deux impulsions. Les coupes sont réalisées aux mêmes profondeurs que celle de la densité de courant :

- $z = 1 \mu\text{m}$  à l'entrée de la cible,
- $z = 8.8 \mu\text{m}$  qui est la position du maximum de la partie convergente du champ magnétique du premier faisceau,
- $z = 24 \mu\text{m}$ , la position finale du maximum de la partie convergente du champ magnétique,
- $z = 44 \mu\text{m}$  en milieu de cible,

–  $z = 80 \mu\text{m}$  en face arrière de la cible.

Ces profils sont étudiés en fonction des temps  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  défini précédemment, voir la figure 4.17.

Dans la suite l'émission  $K_\alpha$  est étudiée, en fonction du temps, séparément pour chaque profondeur. Les profils sont normalisés au maximum d'émission relevé au temps  $t_1$ . Ainsi, il sera plus simple de mettre en évidence l'évolution locale du faisceau d'électrons.

L'évolution temporelle des profils transverses en début de cible  $z = 1$  et  $8.8 \mu\text{m}$  sont similaires. Ils ne sont pratiquement pas perturbés et les rayons à mi-hauteur restent quasiment constants au cours du temps, seuls les pics d'émissions  $K_\alpha$  augmentent. Ce qui s'explique simplement : les électrons sont directement injectés dans un champ magnétique convergent relativement fort et étendu radialement.

Pour  $z_1 = 1 \mu\text{m}$ , voir la figure 4.24, le rayon à mi-hauteur des profils spatiaux d'émission  $K_\alpha$  reste constant et lisse au cours du temps. Il est égal à  $r_1 = 23 \mu\text{m}$ , et, le pic d'émission augmente d'un facteur 2.8 par rapport à sa valeur initiale relevée en  $t_1$ . L'émission  $K_\alpha$  augmente avec le temps parce que le diagnostic intègre sur le temps tous les photons émis à la position  $z$ . Notez que la largeur à mi-hauteur de la courbe d'émission est plus grande que la largeur du courant. Cela s'explique par le fait que le diagnostic  $K_\alpha$  mesure le nombre total d'électrons - la contribution des électrons "lents", avec des énergies  $< 100 \text{ keV}$ , est plus importante dans l'émission  $K_\alpha$  que leur contribution au courant.

La coupe à  $z_2 = 8.8 \mu\text{m}$ , voir la figure 4.25, correspond à la position finale du maximum du champ magnétique généré par le transport du premier faisceau. Le rayon à mi-hauteur des profils  $K_\alpha$  est également constant au cours du temps et comparable à celui relevé à la profondeur  $z = 1 \mu\text{m}$ . Le rayon à mi hauteur vaut  $r_2 = 28 \mu\text{m}$ . La pente du profil présente une légère cassure observable en  $r \simeq 18 \mu\text{m}$ . Elle correspond à la position où le champ magnétique s'annule comprise entre la région convergente et divergente. Le pic d'émission augmente d'un facteur 3.2 par rapport au temps  $t_1$ .

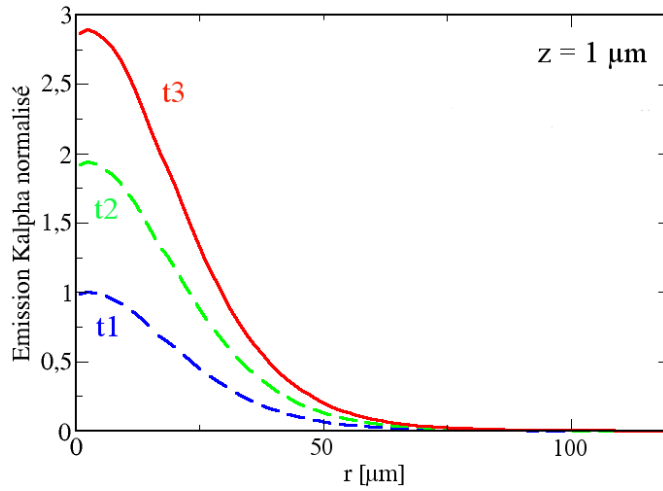


FIGURE 4.24 – Évolution temporelle des profils transverses  $K_\alpha$  à  $z = 1 \mu\text{m}$ , normalisée par rapport au maximum de l'émission en t1. Elle est intégrée en temps, à chaque pas de temps. A la fin de l'impulsion, le signal  $K_\alpha$  a augmenté d'un facteur 2.8.

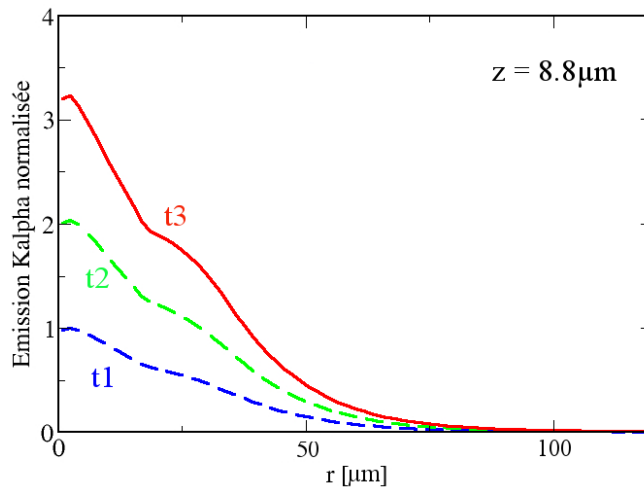


FIGURE 4.25 – Évolution des profils transverses d'émission  $K_\alpha$  à  $z = 8.8 \mu\text{m}$  normalisé par rapport à la valeur initiale de l'émission en t1.

Les rayons à mi-hauteur  $r_1$  et  $r_2$  des profils d'émission  $K_\alpha$  restent constants et comparables de t1 à t3. Ce qui a été aussi observé pour la densité de courant. De plus, l'augmentation des pics d'émission entre t1 et t3 sont comparables, ce qui signifie que sur les huit premiers micromètres, le faisceau électronique reste bien confiné.

Le comportement des profils transverses  $K_\alpha$  pour une profondeur  $z > 8 \mu\text{m}$  est différent des deux cas précédents : le rayon à mi-hauteur n'est

pas constant au cours du temps. La figure 4.26 représente l'évolution de ces profils aux profondeurs : à  $z = 24 \mu\text{m}$ ,  $z = 44 \mu\text{m}$  et  $z = 80 \mu\text{m}$ .

Chacun des trois profils présentent un 'bourrelet' de  $K_\alpha$  compris entre 25 et 50  $\mu\text{m}$ . Il témoigne du passage du second faisceau d'électrons dans une zone où le champ magnétique est positif et tend à l'éclater. Cette zone est comprise entre deux zones où le champ magnétique est négatif, qui tend à le confiner.

Au cours du temps, le rayon à mi-hauteur de l'émission  $K_\alpha$  diminue et le pic d'émission augmente.

Pour  $z = 24 \mu\text{m}$ , les rayons à mi-hauteur des profils transverses  $K_\alpha$  diminuent au cours du temps : il vaut successivement : 37, 33 et 19  $\mu\text{m}$  et l'intensité du signal  $K_\alpha$  a augmenté d'un facteur 4.2.

Pour  $z = 44 \mu\text{m}$ , le rayon à mi-hauteur des profils transverses  $K_\alpha$  di-

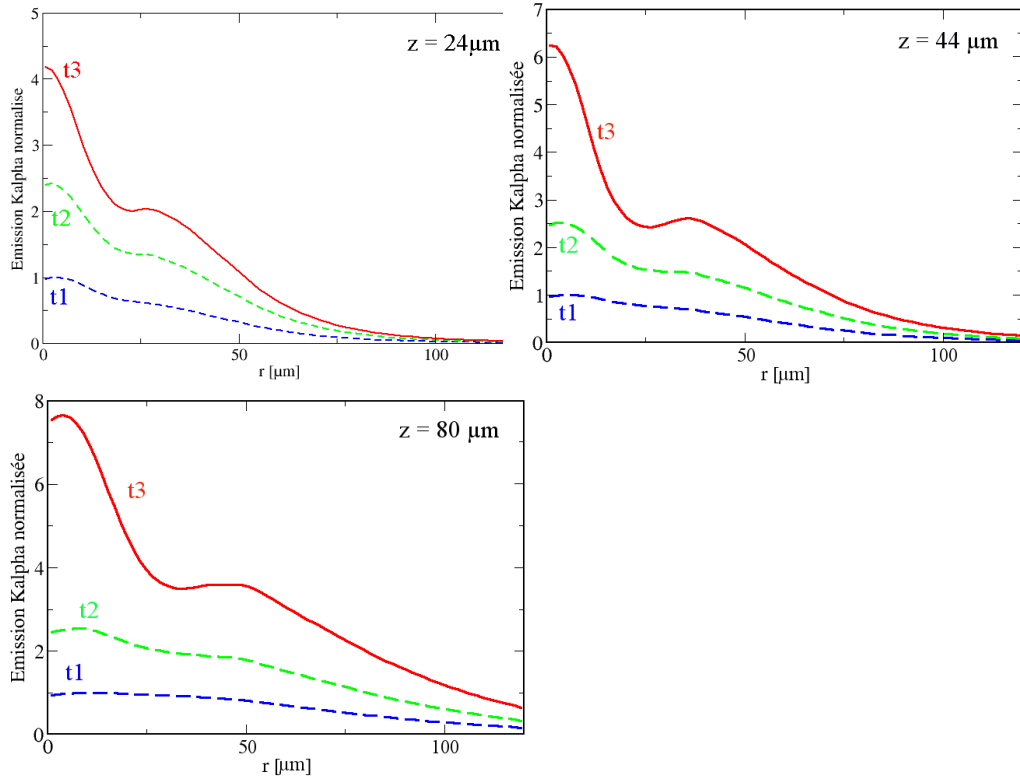


FIGURE 4.26 – Évolution des profils transverses  $K_\alpha$  à  $z = 24 \mu\text{m}$ ,  $z = 44 \mu\text{m}$  et  $z = 80 \mu\text{m}$ , normalisés par rapport à leurs valeurs maximales initiales (t1) respectives.

minue au cours du temps : il vaut successivement : 53, 46 et 16  $\mu\text{m}$  et

l'intensité du signal  $K_\alpha$  a augmenté d'un facteur 6.2.

En fin de cible, lorsque  $z = 80 \mu\text{m}$  le rayon HWHM de la tache  $K_\alpha$  diminue au cours du temps : il vaut, successivement : 77, 70 et 26  $\mu\text{m}$ . L'émission  $K_\alpha$  a augmenté d'un facteur 7.5 par rapport au temps initial, ce qui représente la plus forte augmentation au vu des cas précédents.

Lorsque l'on trace l'évolution temporelle du rayon à mi-hauteur de l'émission  $K_\alpha$  voir la figure 4.27, on remarque qu'après le passage du maximum (pour un temps supérieur à  $t_2$ ) le faisceau d'électrons est guidé avec efficacité. Le rayon diminue progressivement pour  $z$  compris entre 10 et 50  $\mu\text{m}$ , puis, il commence à diverger.

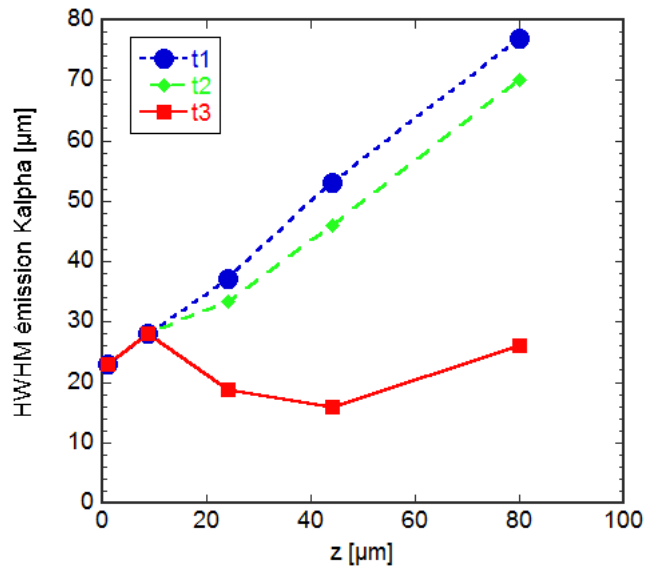


FIGURE 4.27 – Évolution du rayon à mi-hauteur de la tache d'émission  $K_\alpha$ .



**Décomposition du signal  $K_\alpha$ .** Tout comme la densité de courant, les profils transverses  $K_\alpha$  en face arrière de la cible, à la fin de l'impulsion, montre que le signal peut être décomposé en deux parties. Ils peuvent être interpolés par la somme de deux gaussiennes d'ordre 1.2 :

$$A_{Kac} \exp\left(-\left(\frac{r}{1.2 r_c}\right)^{2.4}\right) + A_{Kad} \exp\left(-\left(\frac{r}{1.2 r_d}\right)^{2.4}\right). \quad (4.4)$$

où  $A_{Kac}$  et  $r_c$  sont les caractéristiques de la composante confinée du faisceau d'électrons, auquel s'additionne un signal divergent caractérisé par  $A_{Kad}$  et  $r_d$ . Les rayons à mi-hauteur des composantes du signal confiné et divergent sont constantes quelques soient le délai entre les deux impulsions et valent  $14.6 \pm 0.2 \mu\text{m}$  et  $79.8 \pm 0.6 \mu\text{m}$  respectivement. Les pics d'émission des signaux confiné  $A_{Kac}$  et divergent  $A_{Kad}$  sont représentés sur la figure 4.28. L'amplitude du signal divergent est quasiment constante lorsque le délai entre les deux impulsions est supérieur à 2 ps. La première impulsion n'a aucun effet sur la partie divergente du deuxième faisceau. L'amplitude de la composante confinée du signal  $K_\alpha$  reste inférieure à celle de la composante divergente et atteint son maximum pour un délai de 4.7 ps entre les deux impulsions. Pour ce délai, les pics d'émission  $K_\alpha$  des signaux confiné et divergent sont comparables. Ce qui montre bien la corrélation entre le guidage du deuxième faisceau et le signal  $K_\alpha$ .

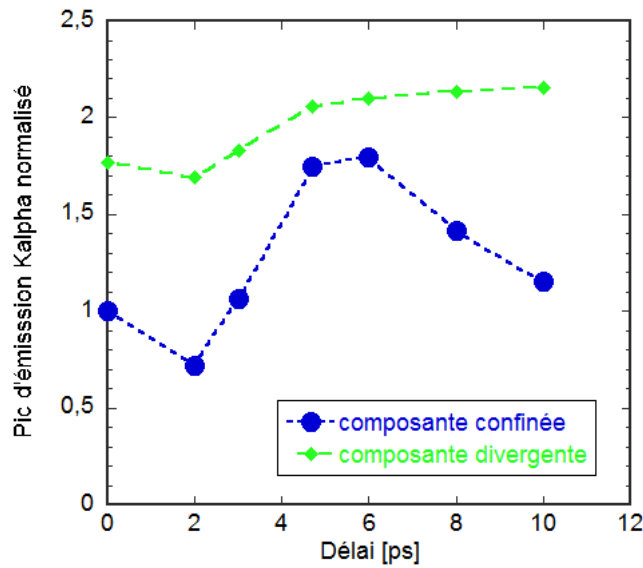


FIGURE 4.28 – Amplitude du signal  $K_\alpha$  pour les composantes confinée et divergente du signal en fonction du délai entre les deux impulsions. Le pic d'émission  $K_\alpha$  est normalisé par rapport à celui du signal divergent pour un délai nul entre les deux impulsions.

### Température du plasma en face arrière

La figure 4.29 représente le pic de température en face arrière de la cible en fonction du délai entre les deux impulsions, à la fin de l'interaction. Elle est maximale lorsque le délai est optimum. La pic de température augmente d'un facteur 1.3 par rapport au cas où le délai entre les deux impulsions est nul.

Qualitativement, on retrouve bien le comportement observé en expérience (HISAC) : la température augmente d'un facteur 1.3 dans les simulations (1.5 dans l'expérience, voir la figure 4.9) lorsque le délai entre les deux impulsions est compris entre 0 et 4.7 ps, puis elle diminue lorsque le délai est supérieur à 4.7 ps.

Par contre, la température en face arrière de la cible est 2-3 fois plus faible dans les simulations que celles calculées à partir des données expérimentale de l'HISAC. Cette différence assez importante peut s'expliquer par le fait que, dans les simulations, la re-circulation des électrons et l'énergie en périphérie de la tache focale ne sont pas pris en compte. En tenant compte que les électrons, au minimum, traversent la face arrière et de la présence de la couche de cuivre, on devrait obtenir des températures de la face arrière assez proches des données expérimentales.

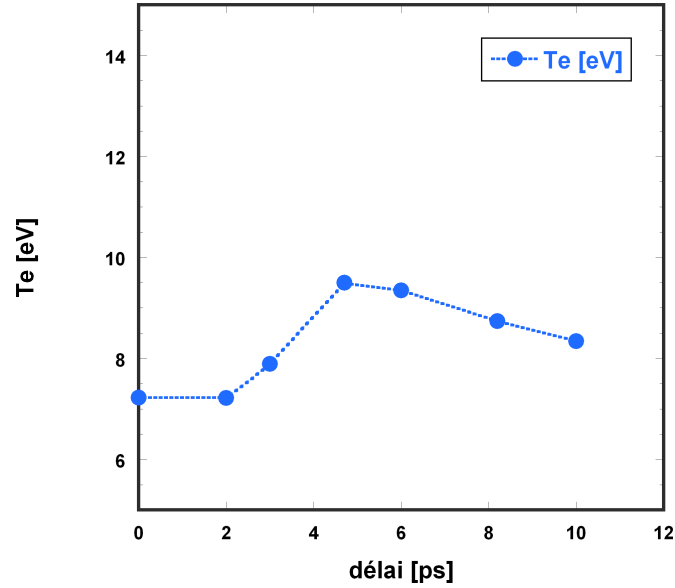


FIGURE 4.29 – Température en face arrière de la cible d’aluminium ( $z = 80 \mu\text{m}$ ) en fonction du délai entre les deux impulsions, pour les paramètres d’interaction optimales pour le guidage.

## 4.5 Interprétation des données expérimentales

En utilisant une séquence de deux impulsions, les résultats numériques montrent que le guidage des électrons est bien mis en évidence dans les signaux  $K_\alpha$  : le rayon du signal de l’émission  $K_\alpha$  est divisé par un facteur deux et le pic d’émission  $K_\alpha$  est multiplié par un facteur 1.8 pour un délai optimal compris entre 4 et 6 ps. L’intensité du signal intégré sur la surface d’émission est à peu près constant quelque soit le délai entre les deux impulsions. Ces résultats montrent que le faisceau d’électrons a bien été confiné pour le délai optimal de 4-6 ps. Ces comportements du signal  $K_\alpha$  sont en bon accord avec les observations expérimentales. Par conséquent, on peut supposer que le choix des paramètres des faisceaux d’électrons correspond à l’expérience. Cela nous a conduit aux conclusions suivantes concernant le comportement du faisceau. Bien que les grandeurs expérimentales n’ont pas été reproduites exactement, les tendances et les comportements qualitatifs ont bien été retrouvés.

La première impulsion permet de créer un champ magnétique convergent près de l’axe de propagation qui devient maximal à la fin de l’impulsion, dans notre cas à 4.7 ps et s’enfonce progressivement dans la cible. Un

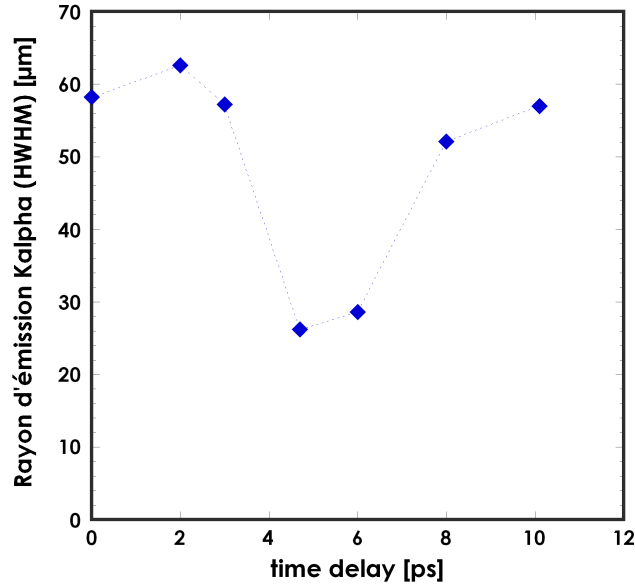


FIGURE 4.30 – Rayon à mi-hauteur de la tache  $K_\alpha$  (en face arrière de la cible d'aluminium ( $z = 80 \mu\text{m}$  dans les simulations) en fonction du délai entre les deux impulsions. Pour un délai de 4.7 ps entre les deux impulsions, le rayon à mi-hauteur de la tache  $K_\alpha$  est divisé par deux.

champ magnétique divergent, loin de l'axe de propagation est aussi créé mais il n'a pas d'impact sur le guidage.

Lorsque le second faisceau arrive trop tôt, avant le délai optimal, le champ magnétique convergent créé par le premier faisceau est trop faible et peu étendu il ne permet pas de confiner le faisceau, et lorsque le faisceau rencontre le champ magnétique divergent, il tend à le faire 'explorer'.

Lorsque le faisceau arrive au temps optimal, à  $t = 4.7 \text{ ps}$ , le champ magnétique convergent est maximal, profond dans la cible et le champ magnétique divergent a commencé à décroître.

Lorsque le second faisceau arrive trop tard, le champ est diffusé, avec un temps caractéristique de 11.2 ps, et s'affaiblit. Le rayon d'émission  $K_\alpha$  croît à nouveau et le faisceau d'électrons n'est plus confiné (voir figure 4.30).

Pour un délai de 2 ps, le rayon de la tache  $K_\alpha$  croît et reproduit bien l'observation. Dans l'expérience comme dans les simulations, le cas à 0 ps de délai entre les deux impulsions ne correspond pas à deux impulsions séparées mais à une seule impulsion comprenant l'énergie des deux faisceaux (faisceau 3). Dans le cas à 2 ps de délai, les deux impulsions sont peu décalées et le courant est étalé sur un temps deux fois plus long

et, par conséquent il est moins important. L'énergie par unité de surface est moins importante donc le champ magnétique est lui aussi moins important. Par conséquent, le faisceau d'électrons est confiné avec moins d'efficacité et le rayon de la tache  $K_\alpha$  est un peu plus grande.

Le rayon de la tache d'émission  $K_\alpha$  est réduit d'un facteur 2 pour le

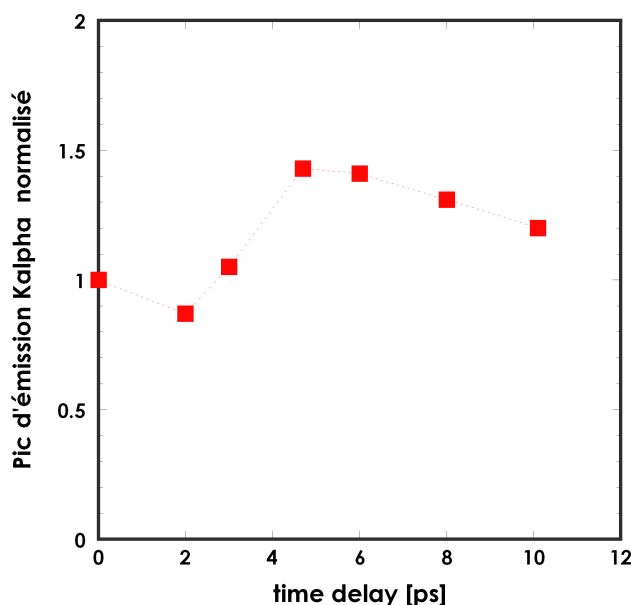


FIGURE 4.31 – Pic d'émission  $K_\alpha$  en fonction du délai entre les deux impulsions, elle est maximale pour un délai de 4.7 ps.

délai optimal de 4.7 ps mais c'est aussi pour ce délai que le pic d'émission est lui aussi maximum, voir la figure 4.31. Cela manifeste l'augmentation de la densité de courant des électrons sur l'axe de propagation due au confinement. Le nombre total des électrons confinés peut être déduit par l'intégration spatiale du signal, il est à peu près constant quelque soit le délai entre les deux impulsions voir la figure 4.32. Ces résultats confirment que le confinement du deuxième faisceau d'électrons s'effectue grâce au champ magnétique induit par la propagation du premier faisceau.

Trois autres configurations ont été testées et n'ont pas montré de confinement du second faisceau d'électrons :

- La séquence de deux impulsions est focalisée sur une cible de  $75 \mu\text{m}$  d'aluminium avec l'énergie de la première impulsion 20 fois inférieure à l'énergie de la seconde. Dans ce cas le courant du premier

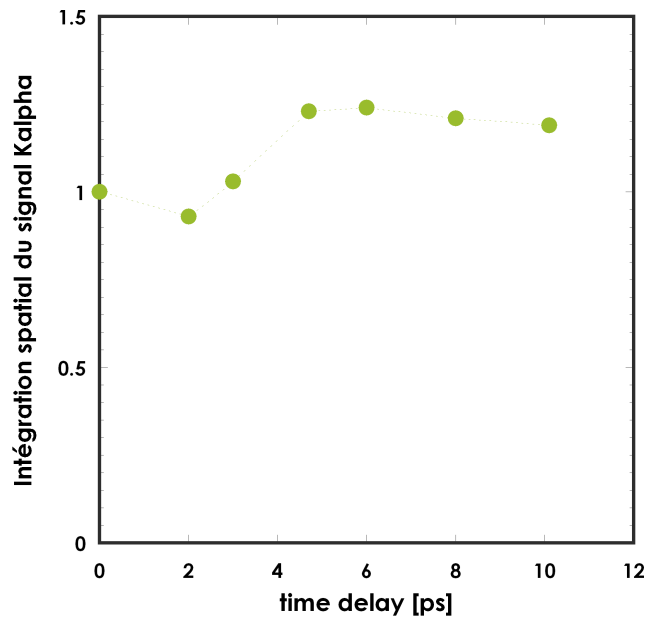


FIGURE 4.32 – Intensité du signal  $K_{\alpha}$  intégré spatialement en fonction du délai entre les deux impulsions.

faisceau ne permet pas de générer un champ magnétique assez fort pour contribuer au confinement du second faisceau.

- La séquence de deux impulsions a été focalisé sur une cible de  $150 \mu\text{m}$  avec un rapport d'énergie de dix, comme dans le cas optimal. Dans ce cas, la cible est trop épaisse. Nous avons vu, dans le cas optimal, que le rayon, à mi-hauteur du second faisceau est minimal pour une distance comprise entre  $25$  et  $50 \mu\text{m}$ . Pour des épaisseurs plus grandes, le rayon augmente à nouveau. Donc il est normal, qu'après  $150 \mu\text{m}$ , il ne soit plus confiné.
- La séquence de deux impulsions est focalisée sur une cible de  $50 \mu\text{m}$ , le rapport d'énergie entre les deux impulsions est de dix mais l'énergie totale, partagée entre les deux impulsions, est de  $100 \text{ J}$ , soit la moitié de celle investie dans le cas optimal. Dans ce cas aussi, bien que la cible soit plus mince, l'énergie du faisceau principal est la même que dans le cas précédent, avec une énergie totale de  $200 \text{ J}$  mais la répartition est  $20 : 1$ . Elle n'est pas suffisante pour générer un champ magnétique capable d'auto-guidé le faisceau d'électrons.

## 4.6 Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement que l'utilisation d'une séquence de deux impulsions peut confiner le faisceau d'électrons sur une distance de  $85 \mu\text{m}$ . Nous avons également réussi à modéliser l'expérience grâce au code CHIC couplé au module M1, au module MHD et au diagnostic  $K_\alpha$ . Les tendances et le comportement des grandeurs expérimentales ont bien été reproduites, permettant de mettre en évidence la physique du guidage et déterminé les conditions nécessaires.

La première impulsion, doit être suffisamment énergétique pour générer un champ magnétique assez fort pour initialiser le confinement efficace du second faisceau. Dans nos conditions expérimentales, la deuxième impulsion contient dix fois plus d'énergie que la première impulsion.

Au cours de la propagation du premier faisceau d'électrons, le champ magnétique auto-généré dévie les électrons vers l'axe rendant la densité de courant de plus en plus grande. Par conséquent, le champ magnétique est de plus en plus fort et est entraîné, par le courant, dans les profondeurs de la cible. Le champ magnétique est donc maximal à la fin de l'impulsion et vaut  $0.45 \text{ MG}$ , c'est le temps optimal pour injecter le second faisceau d'électrons. Il agit comme un 'entonnoir' guidant une partie du front du deuxième faisceau d'électrons. Ce dernier peut être divisé en deux parties : une partie confinée et une partie divergente.

Cette condition de guidage est fragile, étant donné les paramètres accessibles sur le laser Vulcan : si l'énergie de la seconde impulsion est trop grande alors le faisceau d'électrons est auto-guidé et il n'est pas nécessaire d'utiliser deux impulsions. Si l'énergie du second faisceau est trop faible, elle ne permet pas de contribuer au confinement du second faisceau. Ce sont les différents cas qui ont été rencontrés expérimentalement, lorsque l'énergie totale des impulsions a été divisée par deux où que l'énergie de la seconde était 20 fois supérieure à celle de la première.





**Troisième partie**

**Conclusion et perspectives**

## CHAPITRE 5

# TRAVAUX COMPLÉMENTAIRES AU SUJET DE THÈSE

Dans ce chapitre je présente les autres travaux que j'ai effectué durant ces quatre années de thèse. J'ai choisi de ne pas présenter ces travaux dans le corps principal de la thèse, car, pour différentes raisons, ils n'ont pas abouti à des publications.

### **5.1 Accélération de protons par le mécanisme TNSA et caractérisation du faisceau d'électron**

Le premier travail que j'ai effectué était de dépouiller les films radiochromiques (RCF) et CR-39 d'une expérience réalisée sur le laser ALISE (CEA/Cesta) en juillet 2008, sur l'accélération des protons via le mécanisme TNSA (Target Normal Sheath Acceleration). Le but de cette première campagne était de démontrer la capacité de générer des protons sur cette installation et de tester les diagnostics dédiés. C'était la première expérience de ce type sur cette installation. La caractérisation et l'optimisation du faisceau de protons, accélérés par TNSA, devait faire partie d'une série d'expériences visant la mise en place potentielle d'un diagnostic de radiographie protonique de plasma dense et chaud. Il était donc nécessaire de déterminer les caractéristiques du faisceau de protons générés lors de l'interaction laser/plasma et de l'optimiser pour cette application, c'est à dire d'augmenter le nombre de protons à de grandes énergies et augmenter l'énergie maximale. Malheureusement, ce travail a

été arrêté parce que l'installation ALISE a été fermée en 2010.

Le dispositif expérimental était simple : le faisceau laser principal était focalisé, par une parabole hors-axe  $f/3$ , sur une cible solide d'aluminium. Les caractéristiques de cette impulsion sont : une énergie sur cible de 20 J, une durée d'impulsion à mi-hauteur de  $500 \pm 100$  fs, un rayon de tâche focale de  $10 \mu\text{m}$  à  $1/e^2$  et une longueur d'onde de  $1.053 \mu\text{m}$ . Les cibles sont des feuilles d'aluminium de trois épaisseurs différentes : 6, 10 et  $20 \mu\text{m}$ . Les deux diagnostics présents étaient l'ombroscopie, réalisée avec un faisceau sonde transverse, et le détecteur de protons, composé d'empilements de RCF MD-55-2 et de CR-39, placés 4 cm en face arrière des cibles.

Les ombrogrammes permettent de suivre l'expansion de la cible d'aluminium chauffée par les électrons au cours du temps. Il nous ont permis de calculer la vitesse d'expansion du plasma en face arrière et d'en déduire la température. En effet, il est important de connaître les particularités du transport des électrons chauds, afin de contrôler les caractéristiques du faisceau de protons accélérés en face arrière.

La température a été calculée à partir de l'expérience [68] réalisée sur l'installation 100 TW du LULI, le Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (Ecole Polytechnique, Paris) parce que les caractéristiques de ce laser sont relativement proches de celles de ALISE.

J'ai aussi développé un algorithme qui permet de reconstruire la fonction de distribution en énergie des protons accélérés par le TNSA, à partir des mesures de doses des RCF. Cet algorithme est inspiré des travaux de E. Breshi [13]. La principale difficulté avec l'utilisation des RCF MD-55-2 vient du fait qu'ils contiennent deux couches actives et que nous disposons que d'une seule mesure de dose par RCF. Donc il a été nécessaire de faire des approximations sur l'énergie des protons et l'énergie déposée associée.

Les résultats sont comparés au modèle de distribution énergétique théorique associée au modèle d'expansion isothermique du plasma [39, 74]. Nous en déduisons une température moyenne des électrons chauds et un nombre de protons par énergie. Nous avons comparé ces résultats avec ceux d'expériences similaires réalisées sur l'accélération des protons par le mécanisme TNSA. Avec notre méthode, nous obtenons une très bonne estimation de la température des électrons chauds.

## 5.2 Mesure de la vitesse de Hole-boring par l'effet Doppler

Comme c'est expliqué dans la section 1.1.3, dans le schéma de l'allumage rapide proposé par M. Tabak et al [115], la première étape consiste à comprimer la capsule de DT et la seconde consiste à initier les réactions de fusions et allumer la cible. Dans la seconde étape, une impulsion laser intense ( $\sim 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, 100 ps) doit créer un canal à travers le plasma. Dans la partie sous-dense du plasma ce canal est créé par l'effet de "Channeling" quand l'impulsion laser pousse le plasma radialement hors de l'axe de propagation. Puis dans le plasma plus dense, le canal est formé par le processus de Hole-Boring - La poussée du plasma le long de l'axe de propagation laser est réalisée par la force pondéromotrice. Ensuite, une seconde impulsion ultra-intense ( $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>) se propage à travers le canal pour déposer son énergie, à son extrémité, et générer un faisceau d'électrons énergétiques. Ces électrons parcourent une distance d'environ 300  $\mu$ m avant de déposer leur énergie dans le cœur de la cible et allumer les réactions de fusions. De nombreuses recherches ont été réalisées sur ce sujet dans les années 90 [124, 53, 56, 136, 34, 38, 117], mais sans résultats convaincants. Puis, pendant les années 2000 avec l'arrivée du schéma avec un cône en or, pour guider les électrons, le Hole-boring devint moins populaire. Les nombreux inconvénients liés à l'utilisation du cône (homogénéité d'irradiation, survie du cône ...) ont motivé les chercheurs à remettre le Hole-boring sur le devant de la scène.

Le mode opératoire des expériences précédentes, réalisée sur la pénétration de l'impulsion laser dans les plasmas sur-dense, était tous semblable : une feuille de CH ou CD, dont l'épaisseur était comprise entre 0.1 et 30  $\mu$ m, était explosée à l'aide d'une impulsion laser longue d'intensité comprise entre  $10^{12}$  et  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. Dans ce cas le profil du plasma est composé d'une partie sous-dense par une autre sur-dense. Donc, lors de la propagation de la seconde impulsion laser intense ( $10^{17}$  -  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) dans un tel profil de densité, plusieurs phénomènes entre en compétition : l'auto-focalisation <sup>1</sup>, la transparence induite <sup>2</sup> et le Hole-boring. Il est difficile de les distinguer les uns des autres.

Le but de l'expérience proposée sur l'installation ELFIE du LULI était de mettre en avant l'effet de Hole-boring uniquement. Pour atteindre ce

---

1. phénomène non linéaire se produisant si la puissance de l'onde laser est supérieure à  $\frac{\lambda_0}{2\pi\eta_0\eta_2}$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde laser,  $\eta_0$  et  $\eta_2$  sont, respectivement, les indices linéaire et non linéaire du milieu.

2. propagation de l'onde laser relativiste jusqu'à  $\gamma n_c$

but, il faut créer un plasma de densité homogène et proche de  $\gamma n_c$ . La partie spécifique de ce projet dans lequel je me suis investie était le dimensionnement d'un diagnostic de mesure de la vitesse de Hole-boring par la méthode de décalage Doppler, vers le rouge, de la lumière laser rétrodiffusée. Cette mesure devait permettre calculer la vitesse de l'enfoncement du canal dans la cible. Des simulations avec le code cinétique PICLS [105] monodimensionnelles réalisées à cette effet ont montré que le décalage de l'onde rétrodiffusée pouvait être observable et proche de la valeur théorique dans le cas d'un creusement par Hole-boring. Dans le cas de transparence induite, l'intensité de lumière rétrodiffusée est beaucoup plus faible et le décalage Doppler beaucoup plus grand. Ce diagnostics aurait permis de s'assurer que le phénomène observé était bien le Hole-boring. Malheureusement, la première partie de l'expérience était consacrée à la caractérisation des plasmas. Néanmoins, la possibilité de l'utilisation de l'effet Doppler pour la mesure de la vitesse de Hole-boring me paraît tout à fait pertinente et intéressante. Cette mesure a été effectuée récemment dans l'expérience de Y. Ping et al, Time-resolved study of Hole-boring at relativistic intensities in front of solid targets, présentée 42<sup>nd</sup> annual Anomalous Absorption Conference; June 25-29, 2012, Key West, FL, USA.

### 5.3 Imagerie haute résolution spatiale et spectrale du rayonnement $K_\alpha$ dans l'interaction laser-plasma

L'étude du transport des électrons suprathermiques représente un grand intérêt pour la fusion par confinement inertiel mais aussi pour la fusion par confinement magnétique. Ces électrons peuvent changer les propriétés radiatives et influencer la cinétique des populations atomiques. Dans le schéma d'allumage par point chaud central, les électrons énergétiques peuvent chauffer prématurément le combustible et nuire à sa compression. Dans le schéma de l'allumage rapide, les électrons chauds sont produit par un laser PetaWatt pour chauffer et allumer les réactions de fusion le cœur comprimé. Dans la fusion magnétique les électrons suprathermiques, créés par les perturbations du plasma, peuvent conduire à l'endommagement des enceintes du tokamaks.

La caractérisation de la propagation des électrons relativistes, dans les

solides, se fait via l'étude du rayonnement  $K_\alpha$  émis lors de leur passage dans un traceur de haut nombre atomique  $Z$ . Comme c'est expliqué dans la section 3.1, cette méthode n'est pas assez souple : la taille limitée de la cible et la présence du traceur perturbe la propagation du faisceau d'électrons.

Le but de cette expérience, proposée dans le cadre d'une collaboration internationale<sup>3</sup> et réalisée sur l'installation 100TW ELFIE du LULI en février 2011, était de caractériser le transport des électrons en s'affranchissant des éléments perturbateurs : présence d'un traceur, re-circulation des électrons et transport des électrons le long de la surface de la cible. Dans ce but, deux types de cibles étaient tirées : une cible plate de cuivre et une cible composée d'un cube de  $1 \text{ mm}^3$  de molybdène surmonté d'un cône en cuivre. Ce dernier permet de protéger les diagnostics du rayonnement émis par la re-circulation des électrons chauds au niveau de la surface d'interaction. L'impulsion laser était focalisée à une distance comprise entre 30 et 60  $\mu\text{m}$  du bord du cube. L'impulsion laser était convertie à  $2\omega$  (527 nm), pour s'affranchir de son piédestal, et délivrait une énergie de 4 J sur cible dans une tache focale de 5-10  $\mu\text{m}$  FWHM en 350 fs.

**Tir sur les cibles de Cu : Preuve de principe.** Un spectromètre de haute résolution spatiale et spectrale détectait les rayonnements  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  du cuivre, le long de l'axe de propagation. Le laser était focalisée à  $x = 20 \mu\text{m}$  du bord de la cible. Où l'axe de propagation de l'impulsion  $z$  est perpendiculaire le plan  $xy$  de la surface de la cible. Puis nous avons fais varier le point de focalisation :  $z = -100 \mu\text{m}$  avant la cible, sur la cible  $z = 0 \mu\text{m}$  et à  $z = +100$  et  $+200 \mu\text{m}$  à l'intérieur de la cible voir la figure 5.1.

La distribution spectrale des taches  $K_\alpha$  hautement résolues sont présentés figure 5.2 pour les distances de focalisation  $z = -100$ ,  $+100$  et  $+200 \mu\text{m}$ . Lorsque l'impulsion est focalisée à la surface de la cible, le maximum d'émission est observé à  $z = 250 \mu\text{m}$ . Dans les cas où la distance de focalisation sont  $z = -100$  et  $z = +100 \mu\text{m}$ , on observe un maximum d'émission  $K_\alpha$  en  $z = 400 \mu\text{m}$  ( $z = 0 \mu\text{m}$  représentant la surface de la cible). Cette extension de l'émission  $K_\alpha$  est anormalement élevé. Selon la loi empirique de Beg [8] la température moyenne des électrons chauds est

---

3. Deux laboratoires français, un laboratoire pakistanais et un laboratoire tchèque.

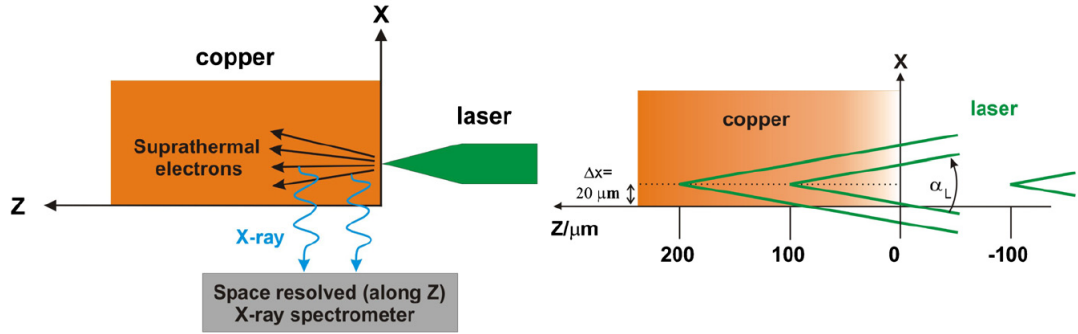


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental.  $z$  représente l’axe de propagation de l’impulsion laser,  $z = 0$ .

comprise entre 200-300 keV. Si on suppose que 20-30 % de l’énergie laser est convertie en électrons chauds, on obtient un flux d’électrons  $\sim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> et la densité de courant devrait être inférieure à 10<sup>12</sup> A/cm<sup>2</sup> ce qui implique que les effets collectifs ne sont pas importants. Donc, les électrons sont ralenti par les collisions inélastiques avec les électrons de la cible et la distance d’arrêt devrait être de l’ordre de 130  $\mu\text{m}$ . Pour la distance de focalisation  $z = -100$  et  $+100 \mu\text{m}$ , le laser ne semble pas toucher le bord (plan  $yz$ ) de la cible. Une explication possible de l’extension de la tache  $K_\alpha$  viendrait de la propagation des électrons à la surface de la cible.

On observe une tache  $K_\alpha$  encore plus étendue  $\sim 1400 \mu\text{m}$ , lorsque l’impulsion laser est focalisée à la position  $z = +200 \mu\text{m}$ , alors que l’intensité laser sur cible est beaucoup moins grande que dans les cas précédent. De plus, cette tache contient deux maxima :  $Z_{max1}$  et  $Z_{max2}$  séparés de 725  $\mu\text{m}$ . Deux explications sont possibles : Les électrons chauds sont générés au centre de la tache focale et diffusent le long du coin de la cible, ou/et, les électrons sont accélérés le long de la surface  $xy$  [77, 78, 65, 46, 130, 50].

**Tir sur les cibles de molybdène** Afin de s’affranchir des éléments qui pourraient perturber la caractérisation du transport des électrons suprathermique, comme décrit précédemment, on utilise des cibles de 1 mm<sup>3</sup> de Mo surmontées d’un cône de cuivre. Les diagnostics observaient le rayonnement du Mo le long de l’axe de propagation. Parmi ces diagnostics, il y avait quatre spectromètres à X durs de hautes résolutions (observations des couches K, L et M du Mo) le spectromètre LLCS calibré du LULI ( $K_{\alpha1}$ ,  $K_{\alpha2}$  et  $K_\beta$  du molybdène) une camera à balayage

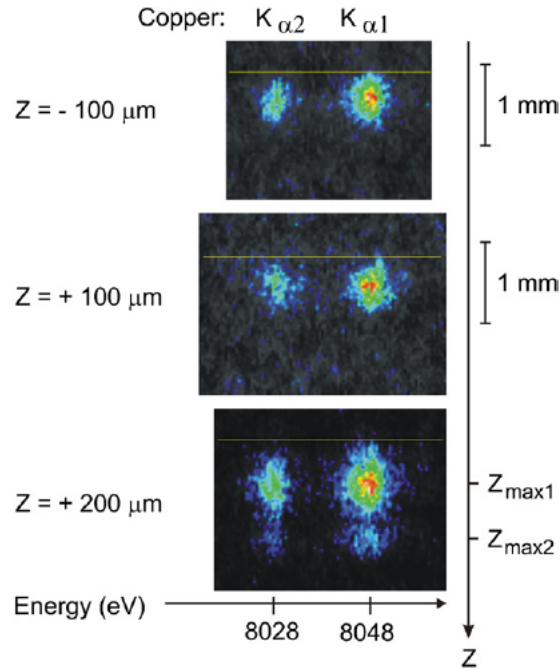


FIGURE 5.2 – Dispositif expérimental.  $z$  représente l’axe de propagation de l’impulsion laser,  $z = 0$ .

de fente (rayonnement visible). Malheureusement, le signal des rayonnements issus des différentes couches n’était pas assez intense pour être détecté par les spectromètres de hautes résolutions : après avoir dépouillé les résultats du LLCs, J.J. Santos et moi-même avons trouvé un nombre de photons /  $4\pi$  stéradian compris entre  $10^{11}$  et  $8 \times 10^{11}$  après intégration de la raie  $K_{\alpha 1}$ .

Lors de cette expérience j’étais responsable du pré-alignement de la cible sur le banc optique et j’ai dépouillé les résultats du LLCs et de la camera à balayage de fente. Cette expérience a démontré la possibilité d’avoir une émission  $K_{\alpha}$  suffisamment intense pour restituer la propagation des électrons rapides. Les résultats sont publiés dans l’article [40].



## CHAPITRE 6

# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Notre étude porte sur la phase d'allumage par un faisceau d'électrons d'une cible de fusion inertielle. Le principal défaut de cet allumeur, identifié à ce jour, réside dans la divergence du faisceau d'électrons au cours de son transport dans la matière dense.

Nous avons étudié la faisabilité d'une méthode de collimation des électrons en utilisant deux impulsions laser consécutives. La première impulsion crée un environnement magnétique favorable au guidage du faisceau d'électrons issu de la seconde interaction laser-plasma. L'expérience a été réalisée au RAL sur le laser petawatt Vulcan dans le cadre de la collaboration internationale du projet HiPER, en août/septembre 2010. Elle inclut cinq laboratoires du Royaume-Uni, les laboratoires du CELIA et du LULI en France et un laboratoire du Portugal. Elle apporte la première preuve, expérimentale, que deux impulsions optimisent le guidage du faisceau d'électrons dans une cible solide d'aluminium.

Lors de cette campagne, plusieurs paramètres ont été testés : le délai et le rapport d'énergie entre les deux impulsions ainsi que l'énergie totale investie et l'épaisseur de la cible. Le meilleur résultat a été obtenu pour une énergie laser totale de 186 J et lorsque les deux impulsions étaient séparées d'un délai de 4-6 ps avec un rapport d'énergie de 10 :1. Dans ce cas le guidage sur une longueur de 85  $\mu\text{m}$ , dans une cible d'aluminium solide, a été démontré. En comparaison avec une simple impulsion, le faisceau d'électrons optimisé présente les caractéristiques suivantes :

- le rayon à mi-hauteur du signal  $K_\alpha$  est réduite 50 %,
- le pic d'émission  $K_\alpha$  est multiplié par 1.8,
- le pic de température en face arrière, déduit des mesures de l'émis-

sion thermique, a augmenté d'un facteur 1.5.

Ce sont les conditions optimales compte tenu de la performance de l'installation. Ces conditions sont fragiles, lorsque l'énergie totale est divisée par 2, ou lorsque la première impulsion est 20 fois plus petite que celle de la seconde, le faisceau d'électrons n'est plus guidé. Le champ magnétique n'est pas assez intense pour participer au confinement du second faisceau électronique. Lorsque les paramètres lasers sont optimum mais que la cible est plus épaisse on n'observe plus le guidage du faisceau d'électrons : le champ magnétique n'est pas assez étendu pour contenir le faisceau sur une distance supérieure  $85 \mu\text{m}$ .

Ma contribution majeure à cette expérience est aussi dans la modélisation et l'interprétation des résultats. La modélisation de l'expérience est réalisée avec le code hydrodynamique CHIC couplé au code de transport de particules chargées M1. Elle nous a permis de définir les paramètres des deux faisceaux d'électrons rapides : seules leurs caractéristiques énergétiques diffèrent :

- Le premier faisceau contient 1.2 J, la distribution énergétique est une Maxwellienne avec une température moyenne de 0.6 MeV.
- Le premier faisceau contient 15 J, la distribution énergétique est une Maxwellienne avec une température moyenne de 2.75 MeV.

Les deux faisceaux ont une durée et une distribution spatiale identiques. Nous avons défini :

- pour les caractéristiques temporelles : une distribution gaussienne d'ordre 1 avec une durée à mi-hauteur de 2 ps,
- pour les caractéristiques spatiales : une distribution gaussienne d'ordre 0.7 avec un rayon (HWHM) de  $17 \mu\text{m}$ . La divergence est définie par un angle géométrique de  $35^\circ$  et un angle de dispersion de  $45^\circ$ .

Le paramètre ayant la plus grande influence sur le guidage du faisceau d'électrons est la forme de la distribution spatiale des électrons.

L'étude de la propagation du premier faisceau a permis de définir les conditions magnétiques optimales pour guider le second faisceau d'électrons. Nous avons vu que le champ magnétique était créé par le rotationnel du courant, la résistivité étant quasi constante, et qu'il était composé

d'une partie convergente, proche de l'axe de propagation, et d'une partie divergente, plus éloignée de cet axe. Au cours de la propagation du premier faisceau, le champ magnétique de la partie convergente augmente et s'étend de long de l'axe de propagation. À la fin du premier faisceau,  $t = 4.7$  ps, le champ magnétique est le plus intense, le plus éloigné de l'entrée de la cible et le plus près de l'axe de propagation. C'est le délai optimum pour injecter le second faisceau d'électrons.

Avant ce délai, le champ magnétique est trop faible et pas assez étendu, il ne permet pas de confiner le second faisceau, et lorsque qu'il rencontre le champ magnétique divergent, il tend à le faire 'explorer'. En augmentant le délai entre les deux impulsions, le champ magnétique convergent devient plus fort et le faisceau d'électrons commence à être confiné : le rayon d'émission  $K_\alpha$ , en face arrière de la cible, diminue.

Lorsque le second faisceau est injecté avec le délai optimal, 4.7 ps, le champ magnétique convergent est maximum et s'est étendu dans la cible le long de l'axe de propagation. Une plus grande partie des électrons sont guidés et le rayon d'émission  $K_\alpha$ , en face arrière, est minimum.

Après ce délai, le champ diffuse et n'est plus assez intense pour guider le faisceau d'électrons. Le rayon d'émission  $K_\alpha$  croît à nouveau et le faisceau d'électrons n'est plus confiné.

Nous avons également mis en évidence que le faisceau d'électrons est séparé en deux : une partie confinée et une partie divergente.

Les tendances et les comportements qualitatifs des grandeurs expérimentales ont bien été reproduit par le code. Les différences, entre les grandeurs expérimentales et les simulations, sont imputées au fait que la re-circulation des électrons n'est pas prise en compte dans le code et que nous avons considéré uniquement l'énergie contenue dans la tache focale, soit 20 % de l'énergie laser totale (186 J).

Les perspectives de ces travaux sont nombreuses. D'un point de vu numérique il faudrait prendre en compte la re-circulation des électrons et calculer avec une plus grande précision l'interaction laser/cible grâce à un code bidimensionnel PIC. De plus, pour appliquer ce procédé à l'allumage rapide il serait intéressant de voir l'effet de sphéricité sur le confinement du faisceau d'électrons.

D'un point de vu expérimental, plusieurs points sont à vérifier :

- tester différentes durées d'impulsion et s'assurer que le délai optimal entre les deux impulsions change également.

- Utiliser des cibles avec une résistivité plus faible que celle de l'aluminium, donc avec un temps de diffusion magnétique plus long que dans l'aluminium, et ainsi contrôler que le délai entre les deux impulsions n'a plus d'influence sur le confinement du faisceau d'électrons.
- Augmenter le rayon de la tache focale afin d'augmenter le rayon du champ magnétique et guider un plus grand nombre d'électrons.
- Travailler sur la distribution de l'énergie dans la tache focale. En effet, plus les gradients de courants seront importants, plus le champ magnétique sera grand et nous pourrons alors espérer confiner le faisceau d'électrons sur une petite surface.

Une expérience est prévue sur l'installation laser Titan afin de confirmer les résultats expérimentaux obtenus sur Vulcan et tester d'autres paramètres.

Utiliser une séquence de deux impulsions pour guider le faisceau d'électrons, est une méthode simple à mettre en place est prometteuse pour l'allumage rapide. Sachant que la durée d'impulsion, dans le cadre de l'allumage rapide, sera environ cinq fois plus longue que l'impulsion disponible sur l'installation Vulcan, une seule impulsion pourrait suffire. En effet, l'impulsion étant longue (10 ps), les conditions magnétiques nécessaires au confinement des électrons pourraient être réunies avant l'arrivée du maximum de l'impulsion. Des simulations sont nécessaires pour déterminer la distribution spatiale que devrait avoir le faisceau d'électrons pour réaliser cette assertion.



# Quatrième partie

## Annexe

## ANNEXE A

# LE CODE D'HYDRODYNAMIQUE ET D'IMPLOSION DU CELIA : CHIC

Le code d'hydrodynamique Lagrangien bidimensionnel axisymétrique CHIC [12], voir la figure A.1, est utilisé pour dimensionner et modéliser des expériences de physique des plasmas créés par laser dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. Ce code a été développé au laboratoire CELIA dans les années 2003-2008.

L'évolution du plasma est décrite à l'aide d'une modélisation mono fluide à deux températures, électroniques et ioniques, qui repose sur les équations de la dynamique des gaz. Les équations de conservation de la masse A.1, de la quantité de mouvement A.2 et de l'énergie totale, électronique A.3 et ionique A.4, s'écrivent :

$$\rho \frac{d\tau}{dt} - \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (\text{A.1})$$

où  $\rho$  est la densité,  $\tau = 1/\rho$  est le volume spécifique et  $\vec{v}$  est la vitesse du fluide.

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla}(P_e + P_i) = \vec{0}, \quad (\text{A.2})$$

où  $P_e$  et  $P_i$  sont respectivement, la pression électronique et ionique.

$$\rho \left( \frac{d\varepsilon_e}{dt} + P_e \frac{d\tau}{dt} \right) + \nabla \cdot \vec{Q}_e = -\Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{las} + W_{rad} + W_{fus}^e + W_b \quad (\text{A.3})$$

où  $\varepsilon_e$  est l'énergie spécifique électronique,  $\Omega_{ei}$  est la constante de couplage associée à la fréquence de collisions électrons-ions,  $T_e$  est la température électronique,  $W_{las}$  est le taux d'énergie déposée par laser,  $W_{rad}$  est le dépôt d'énergie radiative,  $W_{fus}^e$  est le dépôt d'énergie de la composante

électronique de la fusion,  $W_b$  est l'énergie déposée par les électrons rapides et  $\vec{Q}_e$  représente le flux de chaleur électronique. Ce dernier peut avoir une diffusion de la forme  $Q_e = -\lambda_e \nabla T_e$  avec un coefficient de conductivité thermique Spitzer-Härm ou Braginskii, où la forme avec limiteur de flux est isotrope ou anisotrope ou, la forme est non-local avec le modèle multi-groupe [83]. Finalement l'énergie ionique est décrite par l'équation suivante :

$$\rho \left( \frac{d\varepsilon_i}{dt} + P_i \frac{d\tau}{dt} \right) - \nabla \cdot (\lambda_i \nabla T_i) = \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{fus}^i \quad (\text{A.4})$$

où  $\varepsilon_i$  est l'énergie spécifique ionique,  $T_i$  la température ionique et  $W_{fus}^i$  le dépôt d'énergie de la composante ionique de la fusion.

Ces équations sont complétées par l'équation du transport du rayonnement, le lancer de rayon laser et le dépôt d'énergie laser par le Bremsstrahlung inverse, ainsi que des bibliothèques de données concernant les équations d'état, les conductivités dans un plasma non-idéal, les opacités etc.

Ces équations sont résolues avec une méthode du type volume fini sur un maillage mobile qui se déplace à la vitesse du fluide. Le maillage est soumis à des déformations importantes donc pour accroître la robustesse du code une méthode arbitrairement Lagrangienne et Eulérienne a été implémentée pour limiter ce problème.

Le champs magnétiques transverses auto-générés  $\vec{B}$  sont évalués à l'aide d'un modèle de magnéto-hydrodynamique (MHD) résistive découlant d'une loi d'Ohm généralisée où la pression magnétique est négligée :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[ \vec{v} \times \vec{B} + \frac{1}{en_e} \nabla(n_e T_e) + \frac{1}{e} \chi \cdot \nabla T_e - \frac{\eta}{\mu_0} \cdot \nabla \times \vec{B} + \eta \vec{j}_b - \frac{\vec{j}_b \times \vec{B}}{en_e} \right] \quad (\text{A.5})$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $\chi$  est le tenseur thermoélectronique et  $\eta$  la résistivité. Le courant des électrons rapides est calculé par le module M1 [29] récemment développé dans le cadre d'une thèse [92], voir l'Annexe B.



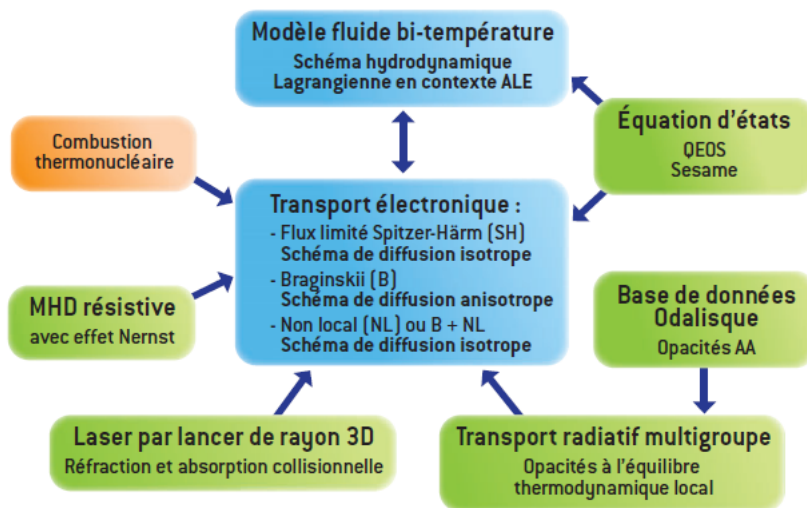


FIGURE A.1 – Organigramme du code CHIC avec les principaux modules de physique dédiés. Le code CHIC a été doté de deux nouveaux modules décrivant le transport des particules chargées M1 et du diagnostic d'émission du rayonnement  $K_\alpha$

## ANNEXE B

# LE MODULE DE TRANSPORT DE PARTICULES CHARGÉES M1

M1 est un modèle "mésoscopique" rapide qui permet de décrire, avec une précision suffisante, les effets cinétiques et notamment le transport des électrons relativistes avec la méthode multi-groupe [29], [82].

Le modèle M1 est construit à partir de l'équation cinétique de Fokker-Planck linéarisé pour les électrons rapides, couplé aux équations de Maxwell et les équations hydrodynamiques :

$$\partial_t f + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f + q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_p f \equiv \frac{v}{p^2} \partial_\varepsilon (p^2 s_M) + v \frac{k}{2} L[f]$$

où  $f(r, \varepsilon, \Omega, t)$  est la fonction de distribution des particules rapides,  $\varepsilon$  l'énergie,  $\Omega$  la direction de propagation des particules et  $s_M$  le pouvoir d'arrêt,  $L_f$  est l'opérateur de la diffusion angulaire et  $k$  est défini par la section efficace de la diffusion électron-ion.

En intégrant cette équation sur les angles on retient les trois premiers moments :

- $n_b$  : la densité des électrons rapides :  $\Psi_0 = p^2 \int f_e d\vec{\Omega}$ ,
- $j_b$  : la densité de courant électronique :  $\vec{\Psi}_1 = p^2 \int \vec{\Omega} f_e d\vec{\Omega}$ ,
- $P_b$  : le tenseur de pression électronique :  $\vec{\Psi}_2 = p^2 \int \vec{\Omega} \otimes \vec{\Omega} f_e d\vec{\Omega}$

On obtient un ensemble d'équations de transport :

$$v^{-1} \partial_t \Psi_0 + \nabla \cdot \vec{\Psi}_1 = \partial_\varepsilon (s_M \Psi_0) + e \vec{E} \cdot \partial_\varepsilon \vec{\Psi}_1$$

$$v^{-1}\partial_t\vec{\Psi}_1 + \nabla \cdot \overleftrightarrow{\Psi}_2 = \partial_\varepsilon(s_M\vec{\Psi}_1) - k\vec{\Psi}_1 + e\vec{E} \cdot \partial_\varepsilon\overleftrightarrow{\Psi}_2 - \left(\frac{e}{pv}\right)\vec{E} \cdot (\Psi_0\vec{I} - \overleftrightarrow{\Psi}_2) + \left(\frac{e}{p}\vec{\Psi}_1 \times \vec{B}\right)$$

La fermeture du modèle aux moments M1 est réalisée grâce au principe de minimisation de l'entropie. La fonction de distribution approchée  $\tilde{f}$  choisie pour fermer le système doit alors réaliser le minimum de l'entropie  $H_\varepsilon$  pour une énergie d'électrons donnée.

$$H_\varepsilon(\tilde{f}) = \frac{p^2}{v} \int (\tilde{f} \ln \tilde{f} - \tilde{f}) d\vec{\Omega}$$

avec les contraintes sur la densité et le courant des particules :

$$\Psi_0 = p^2 \int d\vec{\Omega} \tilde{f} \text{ et } \vec{\Psi}_1 = p^2 \int d\vec{\Omega} \vec{\Omega} \tilde{f}$$

Ce qui permet d'exprimer le tenseur de pression  $\overleftrightarrow{\Psi}_2$  explicitement :

$$\overleftrightarrow{\Psi}_2 = \frac{1}{3}\Psi_0\vec{I} + \frac{3\chi - 1}{2}\Psi_0 \left( \frac{\vec{\Psi}_1}{|\vec{\Psi}_1|} \otimes \frac{\vec{\Psi}_1}{|\vec{\Psi}_1|} - \frac{1}{3}\vec{I} \right)$$

où  $\chi$  est le facteur d'Eddington qui dépend du paramètre d'anisotropie :  $\alpha = \frac{|\vec{\Psi}_1|}{\Psi_0}$ . La liaison entre le facteur d'Eddington et le paramètre d'anisotropie est l'élément le plus important de ce modèle. Il peut être approché par une simple fonction rationnelle voir la figure B.1. Cette fermeture garantit la positivité de la fonction de distribution de ce modèle.

Le couplage du module de transport M1 avec le code hydrodynamique CHIC s'effectue à travers l'équation de conservation de l'énergie A.3 et l'équation du champ magnétique A.5. Le dépôt d'énergie des particules par le courant de retour se fait uniquement sur les électrons du plasma selon la formule  $W_b = \vec{j}_b^2/\eta$ . En retour, le module M1 récupère les profils de densité, de température et du champ magnétique, de CHIC, à chaque pas de temps et pour calculer la propagation des électrons.

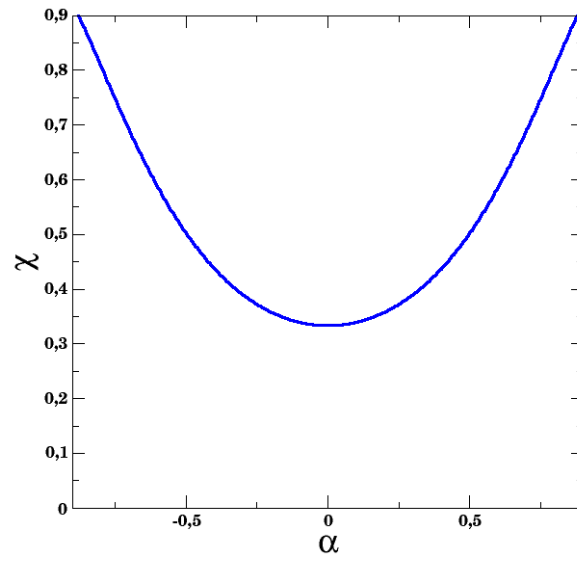


FIGURE B.1 – Facteur d’Eddington approché  $\chi$ , exprimé en fonction du paramètre isentropique  $\alpha$ .

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.G. Aleksandrova, N.A. Popov, and V.A. Shcherbakov. A criterion for DT gas thermonuclear ignition by a focusing spherical shock wave. *Problems of atomic science and technology*, 2 :95, 2003.
- [2] H. Alfvén. On the motion of cosmic rays in interstellar space. *Physical Review*, 55 :425, 1934.
- [3] N.W. Aschcroft and N.D. Mermin. Solid state physics. *EDP Sciences*, 2002.
- [4] S. Atzeni and J. Meyer ter Vehn. The physics of inertial fusion. *Oxford University Press*, 2004.
- [5] J. Badziak, S. Jablonski, and J. Wolowski. Progress and prospect of fast ignition of icf targets. *Plasma physics and controlled fusion*, 49 :B651, 2007.
- [6] W. Bambynek. X-ray and inner shell progresses in atoms, molecules and solids. *Leipzig*, X-84 :paper P1, August 20-24, 1984.
- [7] S.D. Baton, J.J. Santos, F. Amiranoff, H. Popescu, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, O. Guilbaud, C. Rousseaux, M. Rabec Le Gloahec, T. Hall, D. Batani, E. Perelli, F. Scianitti, and T.E. Cowan. Evidence of ultrashort electron bunches in laser-plasma interactions at relativistic intensities. *Physical Review Letters*, 91 :105001, 2003.
- [8] F.N. Beg, A.R. Bell, A.E. Dangor, C.N. Dawson, A.P. Fews M.E. Glinsky, B.A. Hammel, P. Lee, P.A. Norreys, and M. Tatarakis. A study of picosecond laser-solid interactions up to  $10^{19}W/cm^2$ . *Physics of Plasmas*, 4 :447, 1997.

- [9] A.R. Bell and R.J. Kingham. Resistive collimation of electron beams in laser-produced plasmas. *Physical Review Letters*, 91 :035003, 2002.
- [10] R. Betti, C.D. Zhou, K.S. Anderson, L.J. Perkins, W. Theobald, and A.A. Solodov. Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density. *Physical Review Letters*, 98 :155001, 2007.
- [11] M. Borghesi, A.J. Mackinnon, A.R. Bell, R. Gaillard, and O. Willi. Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse. *Physical Review Letters*, 81 :112, 1998.
- [12] J. Breil and P.-H. Maire. A cell-centered diffusion scheme on two-dimensional unstructured meshes. *Journal of Computational Physics*, 224 :785, 2007.
- [13] E. Breschi. *Analisi dello spettro energetico di protoni generati da interazione ultra-intensa laser-plasma*. PhD thesis, Universita' degli Studi di Pisa, Facolta' di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali, 2001-2002.
- [14] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59 :52, 1987.
- [15] S.V. Bulanov, T.Z. Esirkepov, J. Koga, and T. Tajima. Interaction of electromagnetic waves with plasma in the radiation-dominated regime. *Plasma Physics Reports*, 30 :196, 2004.
- [16] R.B. Campbell, S.J. DeGroot, T.A. Mehlhorn, D.R. Welch, and B.V. Oliver. Collimating of petawatt laser-generated relativistic electron beams propagating through solid matter. *Physics of Plasmas*, 10 :4169, 2003.
- [17] C.D. Chen, P.K. Patel, D.S. Hey, A.J. Mackinnon, D.P. Key, K.U. Akli, T. Bartal, F.N. Beg, S. Chawla, H. Chen, R.R. Freeman, D.P. Higginson, A. Link, T.Y. Ma, A.G. MacPhee, R.B. Stephens, L.D. Van Woerkom, B. Westover, and M. Porkolab. Bremsstrahlung and  $K_\alpha$  fluorescence measurements for inferring conversion efficiencies into fast ignition relevant hot electrons. *Physics of Plasmas*, 16 :082705, 2009.
- [18] B. Chimier, V. Tikhonchuk, and L. Hallo. Heating model for metals irradiated by a subpicosecond laser pulse. *Physical Review B*, 75 :195124, 2007.
- [19] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko, and R.W. Lee. FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral mo-

- del for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 1 :3, 2008.
- [20] R.C. Davidson. Relativistic electron beam-plasma interaction with intense self-fields. *Basic Plasma Physics*, I and II :729, 1984.
- [21] J.R. Davies. How wrong is collisional Monte Carlo modeling of fast electron transport in high-intensity laser-solid interactions? *Physical Review E*, 65 :026407, 2002.
- [22] J.R. Davies. Proton acceleration by fast electrons in laser-solid interactions. *Laser and Particle Beams*, 20 :243, 2002.
- [23] J.R. Davies. Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons. *Physical Review E*, 68 :0566404, 2003.
- [24] J.R. Davies. Magnetic-field-limited currents. *Physical Review E*, 68 :037501, 2003.
- [25] J.R. Davies. The Alfvén limit revisited and its relevance to laser-plasma interaction. *Laser and Particle Beams*, 24 :299, 2006.
- [26] A. Debayle, J.J. Honrubia, E. D’Humières, and V.T. Tikhonchuk. Divergence of laser-driven relativistic electron beams. *Physical Review E*, 82 :036405, 2010.
- [27] C. Deutsch, H. Furukawa, K. Mima, M. Murakami, and K. Nishihara. Interaction physics of the fast ignitor concept. *Physical Review Letter*, 77 :2483, 1996.
- [28] A. Dubietis, J. Jonusauskas, and A. Piskarskas. Powerful femto-second pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications*, 88 :437, 1992.
- [29] B. Dubroca, J.L. Feugeas, and M. Frank. Angular moment model for the Fokker-Planck equation. *European Physical Journal D*, 60 :301, 2010.
- [30] S. Eliezer. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. 2002.
- [31] K. Estabrook and W.L. Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions. *Physical Review Letters*, 40 :42, 1978.
- [32] Enrico Fermi. The ionization loss of energy in gases and in condensed materials. *Physical Review*, 57 :485–493, 1940.
- [33] J.C. Fernandez, J.J. Honrubia, B.J. Albright, K.A. Flippo, D.C. Gautier, B.M. Hegelich, M.J. Schmitt, M. Temporal, and L. Yin.

- Progress and prospect of ion-driven fast ignition. *Nuclear Fusion*, 49 :065004, 2009.
- [34] T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, I Uschmann, D. Altenbernd, U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, G. Malka, and J.L. Miquel. Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux in 528-nm-laser-solid interactions at ultrahigh intensity. *Physic Review E*, 56 :4608, 1997.
- [35] N. Forget. *Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : études de l'amplification paramétrique á dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques*. PhD thesis, École Polytechnique, 2005.
- [36] D.W. Forslund, J.M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39 :284, 1977.
- [37] J.P. Freidberg, R.W. Mitchell, R.L. Morse, and L.I. Rudinski. Properties of resonantly heated electron distribution. *Physical Review Letters*, 28 :795, 1972.
- [38] J. Fuchs, J.C. Adam, F. Amiranoff, S.D. Baton, N. Blanchot, P. Gallant, L. Gremillet, A. Héron, J.C. Kieffer, G. Laval, G. Malka, J.L. Miquel, P. Mora, H. Pépin, and C. Rousseaux. Experimental study of laser penetration in overdense plasmas at relativistic intensities. 1 : Hole boring through preformed plasmas layers. *Physics of Plasmas*, 6 :2563, 1999.
- [39] J. Fuchs, P. Antici, E. D'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambink, C.A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Tonican, H. Pepin, and P. Audebert. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Physics*, 2 :48, 2006.
- [40] E. Galtier, A. Moinard, F.Y. Khattak, O. Renner, T. Robert, J.J. Santos, C. Beaucourt, P. Angelo, V. Tikhonchuk, and F.B. Rosmej. High-resolution x-ray imaging of  $K_\alpha$  volume radiation induced by high-intensity laser pulse interaction with a copper target. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45 :205701, 2012.
- [41] P. Gibbon. Short pulse laser interactions with matter. *Imperial College Press*, ISBN 1860941354 :9781860941351, 2005.
- [42] S.J. Gitomer, R.D. Jones, F. Begay, A.W. Ehler, J.F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Physics of Fluids*, 29 :2679, 1986.



- [43] S.H. Glenzer. Cryogenic thermonuclear fuel implosions on the national ignition facility. *American Physical Society, Division of Plasma Physics*, pages Salt Lake City, UT, November 14, 2011.
- [44] J.S. Green, V.M. Ovchinnikov, R.G. Evans, K.U. Akli, H. Azechi, F.N. Beg, C. Bellei, R.R. Freeman, H. Habara, R. Heathcote, M.H. Key, J.A. King, K.L. Lancaster, N.C. Lopes, T. Ma, A.J. MacKinnon, K. Markey, A. McPhee, Z. Najmudin, P. Nilson, R. Onofrei, R. Stephens, K. Takeda, K.A. Tanaka, W. Theobald, T. Tanimoto, J. Waugh, L. Van Woerkom, N.C. Woolsey, M. Zepf, J.R. Davies, and P.A. Norreys. Effect of laser intensity on fast-electron-beam divergence in solid-density plasmas. *Physical Review Letters*, 100 :015003, 2008.
- [45] L. Gremillet. *Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide á très haut flux*. PhD thesis, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses - école Polytechnique, 1997-2001.
- [46] H. Habara, K. Adumi, T. Yabuuchi, T. Nakamura, Z.L. Chen, M. Kashihara, R. Kodama, K. Kondo, G.R. Kumar, L.A. Lei, T. Matsuoka, K. Mima, and K.A. Tanaka. Surface acceleration of fast electrons with relativistic self-focusing in performed plasma. *Physical Review Letters*, 97 :095004, 2006.
- [47] M.G. Haines. Magnetic-field generation in laser fusion and hot-electron transport. *Canadian Journal of Physics*, 64 :912, 1986.
- [48] M.G. Haines, M.S. Wei, F.G. Beg, and R.B. Stephens. Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition. *Physical Review Letters*, 102 :045008, 2009.
- [49] C. Hombourger. An empirical expression for K-shell ionization cross section by electron impact. *Journal of Physics B : Atomic, molecular and optical physics*, 31 :3693–3702, 1998.
- [50] Psikal J., Tikhonchuk V.T., Limpouch J., and Klimo O. Lateral hot electron transport and ion acceleration in femtosecond laser pulse interaction with thin foils. *Physics of Plasmas*, 17 :013102, 2010.
- [51] I. Jovanovic, C.A. Ebberts, and C.P.J. Barty. Hybrid chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 27 :1622–1624, 2002.
- [52] S. Kahali. *Ultrashort Intense Laser Matter interaction : generation and transport of hot electrons in hot dense plasma*. PhD thesis, Department of Nuclear and Atomic Physics Tata Institute of Fundamental Research Mumbai, 2008.

- [53] M.P. Kalashnikov, P.V. Nickles, Th. Schlegel, M. Schnuerer, F. Billhardt, I. Will, W. Sandner, and N.N. Demchenko. Dynamics of laser-plasma interaction at  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. *Physical Review Letters*, 73 :260, 1994.
- [54] S. Kar, A.P.L. Robinson, D.C. Carroll, O. Lundh, Keith Markey, P. McKenna, P. Norreys, and M. Zepf. Guiding of relativistic electron beam in solid targets by resistively controlled magnetic field. *Physics Review Letters*, 102 :055001, 2009.
- [55] T. Kluge, T. Cowan, A. Debus, U. Schramm, K. Zeil, and M. Bussmann. Electron temperature scaling in laser interaction with solids. *Physical Review Letters*, 107 :205003, 2011.
- [56] P. Kodama, K. Takahashi, K.A. Tanaka, M. Tsukamoto, H. Hashimoto, Y. Kato, and K. Mima. Study of laser Hole-boring into overdense plasmas. *Physical Review Letters*, 77 :4906, 1996.
- [57] R. Kodama, H. Azechi, H. Fujita, Y. Izawa, T. Jitsuno, T. Jozaki, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Matsuoka, K. Mima, N. Miyanaga, K. Nagai, H. Nagatomo, N. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. Norreys and K. Shigemori, H. Shiraga, A. Sunahara, K.A. Tanaka, M. Tampo, Y. Toyama, K. Tsubakimoto, T. Yamanaka, and M. Zepf. Fast plasma heating in a cone-attached geometry - towards fusion ignition. *Nuclear Fusion*, 44 :S276, 2004.
- [58] R. Kodama, H. Azechi, H. Fujita, Y. Izawa, T. Jitsuno, T. Jozaki, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Matsuoka, K. Mima, N. Miyanaga, K. Nagai, H. Nagatomo, N. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. Norreys and K. Shigemori, H. Shiraga, A. Sunahara, K.A. Tanaka, M. Tampo, Y. Toyama, K. Tsubakimoto, T. Yamanaka, and M. Zepf. Fast electron transport in ultraintense laser pulse interaction with solid targets by rear-side self-radiation diagnostics. *Physical Review Letters*, 89 :025001, 2002.
- [59] R. Kodama, P.A. Norreys, K. Mima, A.E. Dangor, R.G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S.J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K.A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka, and M. Zepf. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, 412 :798, 2001.
- [60] R. Kodama, K. Okada, and Y. Kato. Developement of a two-dimensional space-time high speed sampling camera. *Review of Scientific Instruments*, 70 :625, 1999.

- [61] W.L. Kruer and K. Estabrook.  $J \times B$  heating by very intense light. *Physics of Fluids*, 28 :430, 1985.
- [62] K. L. Lancaster, J. S. Green, D. S. Hey, K. U. Akli, J. R. Davies, R. J. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, M. H. Key, R. Kodama, K. Krushelnick, C. D. Murphy, M. Nakatsutsumi, P. Simpson, R. Stephens, C. Stoeckl, T. Yabuuchi, M. Zepf, and P. A. Norreys. Measurements of energy transport patterns in solid density laser plasma interactions at intensities of  $5 \times 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>. *Physical Review Letters*, 98 :125002, 2007.
- [63] J.D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceeding of the Physical Society.*, Section B 70 :6, 1957.
- [64] R. Lee and R.N. Sudan. Return current induced by a relativistic beam propagating in a magnetized plasma. *Physics of Fluids*, 14 :1213, 1971.
- [65] Y.T. Li, X.H. Yuan, M.H. Xu, Z.Y. Zheng, Z.M. Sheng, M. Chen, Y.Y. Ma, W.X. Liang, Q.Z. Yu, Y. Zhang, F. Liu, Z.H. Wang, Z.H. Wei, W. Zhao, Z. Jin, and J. Zhang. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of the target irradiated by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review Letters*, 96 :165003, 2006.
- [66] John Lindl. Developpement of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2 :3933, 1995.
- [67] G. Malka and J.L. Miquel. Experimental confirmation of ponderomotive force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target. *Physical Review Letters*, 77 :75, 1996.
- [68] G. Malka, P. Nicolai, E. Brambrink, J.J. Santos, M.M. Aléonard, K. Audebert, G. Claverie, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, V. Méot, P. Morel, J.N. Scheurer, M. Tarisien, and V. Tikhonchuk. Fast electron transport and induced heating in solid targets from the rear-side interferometry imaging. *Physical Review E*, 77 :026408, 2008.
- [69] E. Martinolli, M. Koenig, J.M. Boudenne, E. Perelli, D. Batani, and T.A. Hall. Conical crystal spectrograph for high brightness X-ray  $K_\alpha$  spectroscopy in subpicosecond laser-solid interaction. *Review of Scientific Instruments*, 75 :2024, 2004.
- [70] T. Matsuoka, A. Lei, T. Yabuuchi, K. Adumi, J. Zheng, R. Kodama, K. Sawai, K. Suzuki, Y. Kitagawa, T. Norimatsu, K. Nagai, H. Nagatomo, Y. Izawa, K. Mima, Y. Sentoku, and K.A. Tanaka.

- Focus optimization of relativistic self-focusing for anomalous laser penetration into overdense plasmas (super-penetration). *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50 :105011, 2008.
- [71] A.L. Meadowcroft, C.D. Bentley, and E.N. Scott. Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for X-ray diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, 79 :113102, 2008.
- [72] A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor, C.E. Clayton, K.A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C.B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F.N. Walsh. Fast electron transport and induced heating in solid targets from the rear-side interferometry imaging. *Nature*, 377 :606–608, 1995.
- [73] G. Molière. Theorie der streuung schneller geladener teilchen I : Einzelstreuung am abgeschimten coulomb-feld. *Z. Naturforsch.*, 2a :133, 1947.
- [74] P. Mora. Thin-foil expansion into a vacuum. *Physical Review E*, 72 :056401, 2005.
- [75] A. Morace and D. Batani. Spherically bent cristal for X-ray imaging of the laser produced plasmas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 623 :797–800, 2010.
- [76] Z. Najmudin, M. Tatarakis, A. Pukhov, E.L. Clarke, A.E. Dangor, J. Faure, V. Malka, D. Neely, M.I.K. Santala, and K. Krushelnick. Measurements of the inverse faraday effect from relativistic laser interactions with an underdense plasma. *Physical Review Letters*, 87 :215004, 2001.
- [77] T. Nakamura, S. Kato, H. Nagatomo, and K. Mima. Surface-magnetic-field and fast-electron current-layer formation by ultraintense laser irradiation. *Physical Review Letters*, 93 :265002, 2004.
- [78] T. Nakamura, K. Mima, H. Sakagami, and T. Johzaki. Electron surface acceleration on a solid capillary target inner wall irradiated with ultraintense laser pulses. *Physics of Plasmas*, 14 :053112, 2007.
- [79] T. Nakamura, H. Sakagami, T. Johzaki, H. Nagatomo, K. Mima, and J. Koga. Optimization of cone target geometry for fast ignition. *Physics of Plasmas*, 14 :103105, 2007.
- [80] M. Nakatsutsumi, J.R. Davies, R. Kodama, J.S. Green, K.L. Lancaster, K.U. Akli, F.N. Beg, S.N. Chen, D. Clark, R.R. Freeman, C.D. Gregory, H. Habara, R. Heathcote, D.S. Hey, K. Highbager, P. Jaanimagi, M.H. Key, K. Krushelnick, T. Ma, A. MacPhee, A.J.

- Mackinnon, H. Nakamura, R.B. Stephens, M. Storm, M. Tampo, W. Theobald, L. Van Woerkom, R.L. Weber, M.S. Wei, N.C. Woosley, and P.A. Norreys. Space and time resolved measurements of the heating of solids to the million Kelvin by a petawatt laser. *New Journal of Physics*, 10 :043046, 2008.
- [81] E. Nardi and Z. Zinamon. Energy deposition by relativistic electrons in high-temperature targets. *Physical Review A*, 18 :1246–1249, 1978.
- [82] Ph. Nicolaï, J.-L. Feugeas, C. Regan, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, B. Dubroca, J.-P. Morreeuw, and V. Tikhonchuk. Effect of the plasma-generated magnetic field on relativistic electron transport. *Physical Review E*, 84 :016402, 2011.
- [83] Ph. D. Nicolaï, J.-L. Feugeas, and G. P. Schurtz. A practical non-local model for heat transport in magnetized laser plasmas. *Physics of Plasmas*, 13 :032701, 2006.
- [84] B.P. Nigam, M.K. Sundaresan, and Ta-You Wu. Theory of multiple scattering : Second Born approximation and corrections to Molière’s work. *Physical Review*, 115 :491–502, 1959.
- [85] P.A. Norreys, R.H.H. Scott, K.L. Lancaster, J.S. Green, A.P.L. Robinson, M. Sherlock, R.G. Evans, M.G. Haines, S. Kar, M. Zepf, M.H. Key, J. King, T. Ma, T. Yabuuchi, M.S. Wei, E.N. Beg, P. Nilsson, W. Theobald, R.B. Stephens, J. Valente, J.R. Davies, K. Takeda, H. Azechi, N. Nakatsutsumi, T. Tanimoto, R. Kodama, and K. A. Tanaka. Recent fast electron energy transport experiments relevant to fast ignition inertial fusion. *Nuclear Fusion*, 49 :10423, 2009.
- [86] V.M. Ovchinnikov, G.E. Kemp, D.W. Schumacher, R.R. Freeman, and L.D. Van Woerkom. How well do time-integrated  $K_\alpha$  images represent hot electron spatial distributions? *Physics of Plasmas*, 18 :072704, 2011.
- [87] P.K. Patel, M.H. Key, A.J. Mackinnon, R. Berry, M. Borghesi, D.M. Chambers, H. Chen, R. Clarke, C. Damian, R. Eagleton, R. Freeman, S. Glenzer, G. Gregori, R. Heathcote, D. Hey, N. Izumi, S. Kar, J. King, A. Nikroo, A. Niles, H.-S. Park, J. Pasley, N. Patel, R. Shepherd, R.A. Snavely, D. Steinman, C. Stoeckl, M. Storm, W. Theobald, R. Town, R. Van Maren, S.C. Wilks, and B. Zhang. Integrated laser-target interaction experiments on the RAL petawatt laser. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47 :B833, 2005.

- [88] G.J. Pert. Algorithms for the self-consistent generation of magnetic fields in plasmas. *Journal of Computational Physics*, 43 :111, 1981.
- [89] D. Pines and D. Bohm. A collective description of electron interactions : II. collective vs individual particle aspects of the interactions. *Physical Review*, 85 :338, 1952.
- [90] B. Quesnel and P. Mora. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum. *Physical Review E*, 58 :3719, 1998.
- [91] B. Ramakrishna, S. Kar, A.P.L. Robinson, D.J. Adams, K. Markey, M.N. Quinn, X.H. Yuan, P. McKenna, K.L. Lancaster, J.S. Green, R.H.H. Scott, P.A. Norreys, J. Schreiber, and M. Zepf. Laser-driven fast electron collimation in targets with resistivity boundary. *Physical Review Letters*, 105 :135001, 2010.
- [92] C. Regan. *Modèles réduits pour le transport de particules dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2010.
- [93] A.P.L. Robinson and M. Sherlock. Magnetic collimation of fast electrons produced by ultraintense laser irradiation by structuring the target composition. *Physics of Plasmas*, 14 :083105, 2007.
- [94] A.P.L. Robinson, M. Sherlock, and P.A. Norreys. Artificial collimation of fast-electron beams with two laser pulses. *Physical Review Letters*, 100 :025002, 2008.
- [95] F. Rohrlich and B.C. Carlson. Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering. *Physical Review*, 93 :38–44, 1954.
- [96] I. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. Langley, and J. Collier. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplification. *Optics Communications*, 144 :125, 1997.
- [97] M. Roth, T.E. Cowan, M.H. Key, S.P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D.M. Pennington nad R.A. Snavely, S.C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S.V. Bulanov, E.M. Campbell, M.D. Perry, and H. Powell. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86 :436, 2001.
- [98] A.S. Sandhu. *Ultrashort high intensity laser matter interaction studies*. PhD thesis, Mumbai University, 2006.

- [99] A.S. Sandhu, A.K. Dharmadhikari, P.P. Rajeev, G.R. Kumar, S. Sengupta, A. Das, and P.K. Kaw. Laser-generated ultrashort multimegagauss magnetic pulses in plasmas. *Physical Review Letters*, 225002 :89, 2002.
- [100] A.S. Sandhu, G. Ravindra Kumar, S. Sengupta, A. Das, and P.K. Kaw. Real-time study of fast-electron transport inside dense hot plasmas. *Physical Review E*, 036409 :73, 2006.
- [101] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, S. C. Wilks, A. C. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, R. J. Clarke, and P. A. Norreys. Effect of the plasma density scale length on the direction of fast electrons in relativistic laser-solid interactions. *Physical Review Letters*, 84 :1459–1462, 2000.
- [102] J. J. Santos, A. Debayle, Ph. Nicolai, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka, and J. J. Honrubia. Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils. *Physics of Plasmas*, 14 :103107, 2007.
- [103] Y. Sentoku, E. d’Humières, L. Romagnani, P. Audebert, and J. Fuchs. Dynamic control over mega-ampere electron currents in metals using ionization-driven resistive magnetic fields. *Physical Review Letters*, 107 :135005, 2011.
- [104] Y. Sentoku and A.J. Kemp. Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures : Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents. *Journal of Computational Physics*, 227 :6846, 2008.
- [105] Y. Sentoku and A.J. Kemp. Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures : Weighted particules, relativistic collisions and reduced curenets. *Journal of Computational Physics*, 227 :6846, 2008.
- [106] V.A. Shcherbakov. Ignition of a laser-fusion target by a focusing shock wave. *Sov. Journal Plasma Physics*, 9 :240, 1983.
- [107] A.A. Solodov, K.S. Anderson, R. Betti, V. Gotcheva, J. Myatt, J.A. Delettrez, S. Skupsky, W. Theobald, and C. Stoeckl. Integrated simulations of implosion, electron transport, and heating for direct-drive fast-ignition targets. *Physics of Plasmas*, 16 :056309, 2009.
- [108] L. Spitzer. Physics of fully ionized gases. *Interscience*, 1962.
- [109] E. Stambulchik, T. Tsigutkin, and Y. Maron. Spectroscopic method for measuring plasma magnetic fields having arbitrary distributions

- of direction and amplitude. *Physic Review Letters*, 225001 :98, 2007.
- [110] J.A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan, S.O. Dean, E.A. McLean, and J.M. Dawson. Spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas. *Physical Review Letters*, 26 :1012, 1971.
- [111] R. B. Stephens, R. A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, R. R. Freeman, T. Hall, S. P. Hatchett, J. M. Hill, M. H. Key, J. A. King, J. A. Koch, M. Koenig, A. J. MacKinnon, K. L. Lancaster, E. Martinolli, P. Norreys, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, J. J. Santos, and F. Scianitti.  $K_\alpha$  fluorescence measurement of relativistic electron transport in the context of fast ignition. *Physical Review E*, 69 :066414, 2004.
- [112] R. M. Sternheimer, S. M. Seltzer, and M. J. Berger. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Physical Review B*, 26 :6067–6076, 1982.
- [113] R.M. Sternheimer. Density effect for the ionization loss of charged particles. *Physical Review*, 145 :247–250, 1966.
- [114] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 56 :219, 1985.
- [115] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, M.D. Perry, and R.J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1 :1626, 1994.
- [116] M.R. Talukder, S. Bose, and S. Takamura. Calculated electron impact K-shell ionization cross sections for atoms. *International Journal of Mass Spectrometry*, 269 :118–130, 2008.
- [117] K.A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga, T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakoshi, M. Mori, H. Setogushi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, H. Suzuki, H. Yoshida, T. Yamanaka, Y. Sentoku, F. Weber, T.W. Barbee, and L. DaSilva. Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition. *Physics of Plasmas*, 7 :2014, 2000.
- [118] V.T. Tikhonchuk, T. Schlegel, C. Regan, M. Temporal, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and X. Ribeyre. Fast ion ignition with ultra-intense laser pulses. *Nuclear Fusion*, 50 :045003, 2010.



- [119] R.P.J. Town, C. Chen, L.A. Cottrill, M.H. Key, W.L. Kruer, A.B. Langdon, B.F. Lasinski, R.A. Snavely, C.H. Still, M. Tabak, D.R. Welch, and S.C. Wilks. Simulations of electron transport for fast ignition using LSP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipments*, 544 :61–66, 2005.
- [120] V.V. Val’chuck, N.B Volkov, and A.P. Yalovets. Energy losses of fast electrons in a beam plasma. *Plasma Physics Reports*, 21 :159, 1995.
- [121] B. Vauzour. *Étude expérimentale du transport d’électrons rapides dans le cadre de l’allumage rapide pour la fusion inertielle*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2012.
- [122] U. Wagner, M. Tatrakis, A. Gopal, F.N. Beg, E.L. Clark, A.E. Dangor, R.G. Evans, M.G. Haines, S.P.D. Mangles, P.A. Norreys, M.-S. Wei, M. Zepf, and K. Krushelnick. Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas. *Physical Review E*, 026401 :70, 2004.
- [123] S.C. Wilks and W.L. Kruer. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33 :1954–1968, 1997.
- [124] S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak, and A.B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1383, 1992.
- [125] S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak, and A.B. Langdon. Absorption of ultrashort laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1983, 1992.
- [126] L. Willingale, A.G.R. Thomas, P.M. Nilson, M.C. Kaluza, S. Bandyopadhyay, A.E. Dangor, R.G. Evans, P. Fernandes, M.G. Haines, C. Kamperidis, R.J. Kingham, S. Minardi, M. Notley, C.P. Ridgers, W. Rozmus, M. Sherlock, M. Tatarakis, Z. Najmudin, and K. Krushelnick. Proton probe measurement of fast advection of magnetic fields by hot electrons. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53 :124026, 2011.
- [127] L. Willingale, A.G.R. Thomas, P.M. Nilson, M.C. Kaluza, S. Bandyopadhyay, A.E. Dangor, R.G. Evans, P. Fernandes, M.G. Haines, C. Kamperidis, R.J. Kingham, S. Minardi, M. Notley, C.P. Ridgers, W. Rozmus, M. Sherlock, M. Tatarakis, M.S. Wei, Z. Najmudin, and K. Krushelnick. Fast advection of magnetic fields by hot electrons. *Physical Review Letters*, 105 :095001, 2010.

- [128] N.C. Woolsey, B.A. Hammel, C.J. Keane, C.A. Back, J.C. Moreno, J.K. Nash, A. Calisti, C. Mosse, R. Stamm, B. Talin, A. Asfaw, L.S. Klein, and R.W. Lee. Competing effects of collisional ionization and radiative cooling in inertially confined plasmas. *Physical Review E*, 57 :4650, 1998.
- [129] S. Wu, C. Zhou, and S. Zhu. Effect of density profile on beam control of intense laser-generated fast electrons. *Physics of Plasmas*, 17 :063103, 2010.
- [130] Yuan X.H., Li Y.T., Xu M.H., Zheng Z.Y., Yu Q.Z., Liang W.X., Zhang Y., Liu F., Bernhardt J., Wang S.J., Wang Z.H., Ling W.J., Wei Z.Y., Zaho W., and Zhang J. Effective fast electron acceleration along the target surface. *Optics Express*, 16 :81, 2008.
- [131] D.G. Yakovlev and V.A. Urpin. Thermal and electrical conductivity in white dwarfs and neutron stars. *Soviet Astronomy*, 24 :303, 1980.
- [132] K. Yasuike, M.H. Key, S.P. Hatchett, R.A. Snavely, and K.B. Wharton. Hot electron diagnostic in a solid laser target by K-shell lines measurement from ultraintense laser-plasma interactions ( $3 \times 10^{20}$  W.cm<sup>-2</sup>,  $\leq 400$  J). *Review of Scientific Instruments*, 72 :1236, 2001.
- [133] M.A. Yates, D.B. Van Hulsteyn, H. Rutkowski, G. Kyrala, and J.U. Brackbill. Experimental evidence for self-generated magnetic fields and remote energy deposition in laser-irradiated targets. *Physical Review Letters*, 49 :1702, 1982.
- [134] L. Yin, B.J. Albright, B.M. Hegelich, K.J. Bowers, K.A. Flippo, T.J.T. Kwan, and J.C. Fernández. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas*, 14 :056706, 2007.
- [135] W. Yu, L. Cao, H. Xu, A. Lei, X. Yang, K.A. Tanaka, and R. Kodama. Plasmas hole boring by multiple short-pulse lasers. *Journal of Physics : Conference Series*, 112 :022100, 2008.
- [136] M. Zepf, M. Castro-Colin, D. Chambers, S.G. Preston, J.S. Wark, J. Zhang, C.N. Danson, D. Neely, P.A. Norreys, A.E. Dangor, A. Dyson, P. Lee, A.P. Fews, P. Gibbon, S. Moustazis, and M.H. Key. Measurement of the hole boring velocity from doppler shifted harmonic emission from solid target. *Physics of Plasmas*, 3 :3242, 1996.

## LISTE DES PUBLICATIONS :

### *Liste des Conférences.*

#### **2009**

JPU, Bordeaux 27-30 avril 2009.

"Interaction laser-plasma en régime relativiste : génération de particules rapides." (oral)

C. Beaucourt, G. Malka, G. Geoffroy, L. Hallo, C. Courtois.

Forum ILP, Presqu'île de Giens, 14-19 juin 2009.

"Laser-plasma interaction in the relativistic regime : Energetic protons generation and applications." (poster)

C. Beaucourt, G. Malka, G. Geoffroy, L. Hallo, C. Courtois.

Summer school, Erice (Sicily), 10-17 July 2009. "Laser-plasma interaction in the relativistic regime : Energetic protons generation and applications." (poster)

C. Beaucourt, G. Malka, G. Geoffroy, L. Hallo, C. Courtois,

Doctoriales, Maison de la promotion sociale Artigues-près-Bordeaux, 11-16 octobre 2009. "Laser created secondary sources of electromagnetic radiation and energetic particles" (poster) C. Beaucourt.

#### **2010**

XIème Congrès de la division plasma, Talence, 10-12 mai 2010.

"Ionic acceleration and fast ignition physics." (poster)

C. Beaucourt, G. Malka, L. Hallo, E. D'Humières, G. Geoffroy, P. Nico-

laï, C. Courtois.

## 2011

Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA) 12 au 16 septembre 2011, Bordeaux.

" Radial confinement of the electron beam generated with two relativistic laser pulses. " (poster)

C. Beaucourt, R.H.H. Scott, Ph. Nicolai, J.L Feugeas, V.T. Tikhonchuk, J.J. Santos, G. Malka, H. P. Schlenvoigt, K. Markey, K.L. Lancaster, C.M. Brenner, R.J. Gray, I.O. Musgrave, A.P.L. Appleton, K. Li, J. Pasley, M.M. Notley, J.R. Davies, S.D. Baton, P. McKenna, D. Nelly, S.J. Rose and P.A.Norreys.

### *Liste des publications :*

" Controlling fast electron beam divergence using two laser pulses."

R.H.H. Scott, C. Beaucourt, H. P. Schlenvoigt, K. Markey, K.L. Lancaster, C.M. Brenner, R.J. Gray, I.O. Musgrave, A.P.L. Appleton, K. Li, J. Pasley, M.M. Notley, J.R. Davies, S.D. Baton, J.J. Santos, J.L Feugeas, Ph. Nicolai, G. Malka, V.T. Tikhonchuk, P. McKenna, D. Nelly, S.J. Rose and P.A. Norreys.

Physical Review Letters **109**, 015001. 2012

"High-resolution x-ray imaging of  $K_{\alpha}$  volume radiation induced by high-intensity laser pulse interaction with a copper target."

E. Galtier, A. Moinard, F.Y. Kattak, O. Renner, T. Robert, J.J. Santos, C. Beaucourt, P. Angelo, V. Tikhonchuk and F.B. Rosmej.

Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics. **45**, 205701. (2012)

