



HAL
open science

Etude expérimentale des champs magnétiques en surface d'une cible irradiée par laser et leurs implications sur le faisceau d'électrons

Pierre Forestier-Colleoni

► To cite this version:

Pierre Forestier-Colleoni. Etude expérimentale des champs magnétiques en surface d'une cible irradiée par laser et leurs implications sur le faisceau d'électrons. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0036 . tel-01330775

HAL Id: tel-01330775

<https://theses.hal.science/tel-01330775>

Submitted on 13 Jun 2016

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

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

École Doctorale SPI

Laboratoire CEntre Lasers Intenses et Applications

Thèse

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTEUR

de L'UNIVERSITE DE BORDEAUX

par

Pierre Forestier-Colleoni

Etude expérimentale des champs magnétiques en surface d'une cible irradiée par laser et leurs implications sur le faisceau d'électrons

Spécialité : Astrophysique Plasma Noyaux

Soutenue le 10 mars 2016 devant un jury composé de :

Rapporteur	Luca Volpe	(CLPU)
Rapporteur	Marc Sentis	(LP3)
Examineur	Victor Malka	(LOA)
Examineur	Fazia Hannachi	(CENBG)
Directeur de thèse	Dimitri Batani	(CELIA Univ. Bordeaux)
Co-directeur de thèse	João Jorge Santos	(CELIA Univ. Bordeaux)
Président du jury	Eric Cormier	(CELIA Univ-Bordeaux)



Thèse effectuée au sein du **Laboratoire CEntre Lasers Intenses et Applications**

de l'Université de Bordeaux

351, Cours de la Libération

F-33405 Talence cedex

France

Remerciements

Comme le veut la coutume, cette page est réservée aux remerciements. Et ça tombe bien, j'ai pas mal de personnes à remercier.

Bien sur, les premières personnes à remercier sont mes directeurs de thèse Dimitri Batani et João Jorge Santos. Je tiens donc à vous remercier pour votre confiance et votre soutien tout au long de ma thèse. Grâce à vous, j'ai pu voyager, rencontrer des personnes intéressantes et apprendre de nombreuses choses (sur le plan scientifique et le plan humain). Donc encore une fois . . . Merci. Je remercie également mon jury de thèse, qui a pris du temps pour évaluer mon travail.

Bien sur, l'aide que j'ai reçue dans le laboratoire ne m'a pas été fournie uniquement par mes directeurs de thèse. Je remercie donc tout d'abord, les secrétaires (Céline Oum, Sophie Heurtebise et Emmanuelle Le Sage) pour leur patience à m'expliquer la vie administrative (laboratoire et autres). Bien sûr cette thèse n'aurait pas pu être écrite et réalisée sans le concours du service informatique Löïc Boucher et Élodie Beziat. Un grand merci à tous les deux (surtout lorsque j'étais un États-Unis et que vous receviez des e-mails paniqués : "Mon ordi marche plus!, je fais quoi?, j'ai peur!"). Je remercie l'efficacité et la bonne humeur du magicien Laurent Merzeau pour sa capacité à confectionner les pièces des plus étranges que j'ai pu lui demander de réaliser. Je remercie également toute l'équipe PetruX pour leurs aides en salle de manip et leur patience pour m'apprendre la vie en salle de manip (un merci tout particulier à Sébastien Hulin, Fabien Dorchie et Claude Fourment). En gros, c'est tout le laboratoire que je remercie pour la joie de vivre régnant en celui-ci et pour l'entraide entre groupes exceptionnelle.

J'aimerais passer quelques lignes à remercier des personnes qui sont devenues, à la suite de ma thèse, plus que des collègues. Parmi elles : tout notre groupe de doctorant et de post-doctorant pour la très bonne entente et l'esprit familial que nous avons pu développer. En particulier Arnaud Colaïtis, pour ces grandes discussions et moments de détente, Dario Del Sorbo pour m'avoir appris des mots italiens que ma bienséance et mon honneur ne me permettent pas de répéter en ces lignes, Yohann Maheut pour sa bonne humeur et son humour et enfin, Basil Deschaud, mon « co-bureautier », pour sa bonne humeur, sa motivation, son sens de l'humour décalé et l'affiche sur la porte du bureau. Je profite du remerciement de Basil pour remercier le bureau C13 en général, composé d'Evegenia Smetanina, Takaya Sakaki et Benjamin Barbrel pour avoir supporté mes sauts d'humeur et mes danses de la victoire (que je faisais peut-être un petit peu trop fréquemment après réflexion). Je tiens également à remercier Guillaume Duchateau (alias. le patron), mon ancien maître de stage, pour ces discussions (physique et non physique) et pour son regard sur le monde. J'aimerais également remercier une personne, qui a préférée

rester anonyme, pour (comme elle me l'a annoncée) le « petit cadeau à l'accueil pour toi ». Pour résumer merci à tous pour ces trois années magnifiques pleines de joie et de bonheur.

Après avoir remercié les personnes passant leurs journées avec moi, il est temps de remercier les personnes passant leurs soirées. Je prends donc un plaisir tout particulier à remercier mes colocataires et en particulier Ségolène Alain (Alias Maîtresse de maison) et Anita Faucher (Alias Maîtresse Anita) pour leur soutien, leur nourriture et leur moment d'incompréhension lors des discussions sur mon sujet de thèse (moment gravé éternellement dans ma mémoire). J'aimerais aussi remercier Nathalie Finan pour ces supers soirées, pour sa bonne humeur, sa joie de vivre et la motivation qu'elle m'a apportée à écrire ce document. Je terminerai ce paragraphe en remerciant Eléonore Geulin pour son fort soutien qui m'a permis entre autres de ne pas sombrer dans la folie des derniers mois de thèse.

De la même manière, il existe des personnes ayant passées un bon nombre de vacances/weekends avec moi. Ces personnes m'ont particulièrement apporté du calme, de la confiance et de bons moments. J'appelle donc : Boss (alias. Anaïs Pichon), Baptiste Fourgoux (alias. le Pervers) et Jérémie Boucher (alias. le Pleutre) pour la palme des encouragements et des nuits blanches réussies. Merci à vous.

Il serait ignoble de ne pas remercier ma famille. Ainsi, un grand merci à mes frères Ugo, Joseph et Mathieux pour ce que vous avez fait avec et pour moi. Je remercie également mes neveux Esther, Gatien et Maxence ainsi que leur mère Sonia. De la même manière je remercie ma belle-sœur Margot pour les discussions pendant que mon frère regardait des matchs de foot. Mon avant-dernier remerciement sera pour JB, merci. En enfin, merci à mes parents pour m'avoir amené jusque-là et pour m'avoir permis de faire ce métier qui me plaît.

Je tiens donc à vous dire à tous un grand . . . *M E R C I* .

Contre-remerciements

Je reconnais que cette section n'est pas ordinaire, cependant il est important de savoir que dans une thèse, vous ne rencontrez pas que des personnes donnant tout leur possible pour que vous réussissiez sur le plan professionnel. Je vais donc contre-remercier certaines personnes n'ayant clairement pas contribué au bon développement de ma thèse.

En premier je ne voudrais surtout pas remercier Basil Deschaud. J'ai une multitude de raisons de ne pas le remercier et je pense que la première est qu'il a été un très bon ami lors de cette thèse. Je prendai comme exemple que les principaux tel que : le bar les lundis soir (n'étant pas une bonne idée) et certains sites internet NSFW qu'il m'a montré.

La deuxième personne que je ne tiens pas à remercier est le Patron (Guillaume Duchateau). Je tiens à ne pas le remercier pour un enseignement très important de ma thèse : Le Picon bière. ce doux et délicat parfum coulant dans ma bouche me permettant de passer de supers soirées.

C'est à ce moment dans mes remerciements que je me rend compte que je peux passer pour un alcoolique. Mais rassurez vous, je vais désormais contre-remercier mes colocataires (Anita et Ségolène) qui ont fortement remis en cause ma virilité durant cette dernière année de thèse. Il est possible de citer certains exemples marquant : par exemple la pétition contre la « déforestation de ma tête », dans l'unique but qu'elles puissent posséder à leur disposition une tête à coiffer (tresse africaine, couette, palmier ...) ou encore les tortures physiques (paillettes et autre *body painting*) et psychologiques (bourrage de crâne sur le fait que je sois une princesse) que j'ai du endurer durant tout une année.

Je ne veux absolument pas remercier mes amis d'Orléans (Boss, Baptiste et Jérémie) pour leurs invitations sur Orléans et Chartres durant ma thèse et en particulier le week-end précédent ma soutenance. Sachez que j'ai fortement hésité à venir et que je m'en veux de vous avoir lâchement abandonné au dernier moment.

A toutes ces personnes, je ne dirai pas un merci franc cependant, vous resterez des personnes que j'ai fortement appréciées tout au cours de ma thèse et pour cela je vous en remercie.

Table des matières

Introduction	1
1 Interaction laser-matière	5
1.1 Les lasers	5
1.1.1 Milieu amplificateur	5
1.1.2 Inversion de population et pompage	6
1.1.3 Cavité laser	7
1.1.4 Amplification de l'émission spontanée (ASE)	7
1.1.5 Laser à impulsion brève et de haute énergie : Amplification à dérive de fréquence (C.P.A.)	8
1.1.6 Doublage de fréquence	9
1.2 Interaction laser-matière	10
1.2.1 Transfert d'énergie laser	10
1.2.2 Génération de champ magnétique	13
1.2.3 Génération de faisceaux d'électrons	17
1.2.4 Effets de charge d'espace : recirculation des électrons dans la cible et accélération d'ions	19
2 Diagnostics expérimentaux	22
2.1 Diagnostics laser	22
2.1.1 Calorimétrie : Energie	23
2.1.2 Imagerie de la tache focale : Fluence	23
2.1.3 Autocorrélateur 2ω mono-coup : Durée de l'impulsion	24
2.1.4 Autocorrélateur 3ω : Contraste de l'impulsion	25
2.2 Diagnostics de densité électronique dans un plasma	27

2.2.1	Ombroscopie	27
2.2.2	Interférométrie	29
2.3	Diagnostics du champ magnétique	34
2.3.1	Défectométrie protonique	35
2.3.2	Polarimétrie et interférométrie croisée	39
2.4	Diagnostics de faisceaux d'électrons : nombre d'électrons et divergence du faisceau	46
2.4.1	Imagerie de l'émission K_α par un cristal sphérique	46
2.4.2	Diagnostic Matrix : Spectromètre X à comptage de photons	53
2.4.3	Diagnostic de Rayonnement de Transition Cohérent (C.T.R.)	55
3	Expériences réalisées sur l'interaction laser-matière	61
3.1	Mesures polarimétriques du champ magnétique en surface de cibles irradiées par laser	61
3.1.1	Etude de l'effet Cotton-Mouton	62
3.1.2	Etude de la rotation de Faraday	63
3.2	Expérience sur l'influence du pré-plasma sur le faisceau d'électrons	68
3.3	Expérience d'ombroscopie X de haute résolution du faisceau d'électrons	68
3.4	Expérience de caractérisation du faisceau d'électrons à l'intérieur d'une cible comprimée par laser	71
3.5	Expérience sur la production de forts champs magnétiques à l'aide d'une cible de type boucle irradiée par laser nanoseconde	73
3.6	Campagne de caractérisation de la réflectivité de cristaux sphériques imageurs	75
4	Résultats obtenus	79
4.1	Champs magnétiques en surface de solides irradiés par laser intense	79
4.1.1	Champ magnétique déterminé par polarimétrie	79
4.1.2	Champ magnétique déterminé par interférométrie croisée	109
4.1.3	Champ magnétique déterminé par déflectométrie protonique	112
4.2	Divergence du faisceau d'électrons	116
4.2.1	Divergence du faisceau d'électrons : Imagerie K_α et imagerie C.T.R.	116
4.2.2	Observation du faisceau d'électrons chauds par ombroscopie X	121
4.3	Synthèse des résultats	123

4.3.1	Mesures du champ magnétique en surface de cible	124
4.3.2	Résultats de divergence du faisceau d'électrons	125
4.3.3	Analyse de la divergence à l'aide de simulation PIC et PIC-hybride .	126
Conclusions		132
A Calcul de l'intensité laser		136
B Détermination de l'indice de réfraction d'un plasma magnétisé		140
C Caractérisation absolue de la réflectivité de cristaux sphériques utilisés pour l'imagerie K_α		144
Bibliographie		162

Introduction

EN 1928 Irving Langmuir mit un nom sur le « 4^{ème} état de la matière » : le *plasma* [Langmuir 1928]. Un plasma est un gaz ionisé, il est équivalent à une « soupe » d'ions et d'électrons et il est créé dans la plupart des cas en augmentant la température de la matière. Le plasma correspond à plus de 99% de l'Univers observable, du milieu interstellaire (très froid et très peu dense) au centre des étoiles (très chaud et très dense) en passant par les flammes (cf. figure 1). Les modèles de physique des plasmas sont

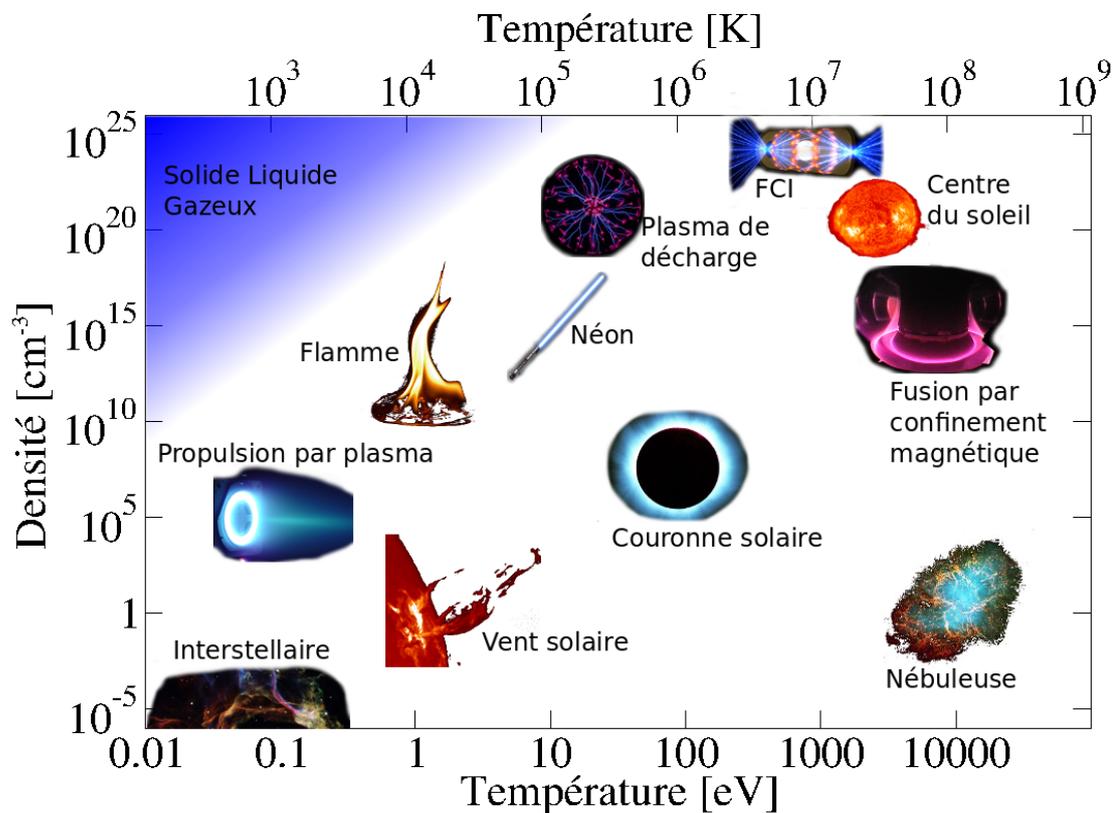


FIGURE 1: Exemple de différents types de plasmas naturels ou produits par l'homme, en fonction de leur température et densité.

très répandus, que ce soit en physique fondamentale (astrophysique, par exemple l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère terrestre [Dryer 1967], fusion nucléaire par confinement inertiel (FCI) [Meyer-Ter-Vehn 1982] [Atzeni 2009] [Tabak 1994] [Lindl 1995] ou magnétique [Wesson 2011] [Lehner 1984], accélération de particules par laser [Tajima 1979], génération de rayonnement X ou gamma . . .) ou dans des domaines appliqués à l'industrie (par exemple, la découpe laser de matériaux [Steen 2010] [Mottay 2008] [Beaudoin 2004], la propulsion par plasma [Martinez-Sanchez 1998] . . .). Différentes méthodes sont utilisées pour étudier les plasmas : par exemple dans un contexte astrophysique proche (tel que le vent solaire), il est possible d'envoyer des satellites au sein de ceux-ci permettant d'obtenir des informations telles que la densité ou le champ magnétique (mission CLUSTER par exemple [Décréau 2001]). Des méthodes différentes sont utilisées pour étudier les plasmas de laboratoire. Ces plasmas ayant pu être créés de diverses manières telles que le confinement magnétique (comme dans le cas des Z-pinches où la matière est comprimée par un fort champ magnétique jusqu'à atteindre l'état plasma [Haines 2011], les tokamaks ou encore les stellarators [Dolan 2013]), des décharges électriques (permettant par exemple d'étudier les mécanismes de création de la foudre [Ceccato 2009]) ou l'interaction d'impulsions électromagnétiques puissantes avec la matière (par exemple les lasers ou les radiofréquences).

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la création de plasmas par laser. Le laser est capable de transférer une partie de son énergie à la matière qu'il traverse ou impacte. Si l'intensité du laser est suffisante, il peut ioniser la matière (création de plasma) et, pour des lasers de très hautes intensités sur des cibles denses (opaques pour le laser), accélérer de manière efficace un grand nombre d'électrons supra-thermiques qui se propagent à l'intérieur de la matière irradiée avec un transfert d'énergie allant jusqu'à 40% [Gibbon 2005]. Ces électrons sont, dans la plupart des cas, accélérés sous la forme d'un faisceau multi-cinétique, caractérisé par une température pouvant être comprise entre la centaine de keV et plusieurs MeV. Ce faisceau est capable de se propager dans la matière sur des distances pouvant dépasser plusieurs centaines de micromètres et ainsi transférer son énergie en profondeur de celle-ci. Cette propriété est très intéressante pour plusieurs applications telles que l'allumage rapide [Tabak 1994], la production de sources X secondaires [Kmetec 1992] [Rousse 1994] et l'accélération de particules [Meyerhofer 1993] [Fews 1994] [Malka 2006]. Lors de la propagation de ce faisceau d'électrons, de forts champs électriques et magnétiques sont créés. Ces champs sont fondamentaux dans la dynamique du faisceau d'électrons [Bond 1980] [Amiranoff 1982] : par exemple l'influence du champ magnétique en surface de la cible créant une divergence initiale du faisceau d'électrons [Adam 2006]. Ces champs magnétiques peuvent être créés par différents mécanismes dont les deux principaux sont : l'effet thermo-électrique [Stamper 1971] [Bell 1993] et la propagation des électrons chauds dans la cible [Sudan 1993] [Tripathi 1994] [Mason 1998]. De nombreuses études expérimentales ont également été menées pour caractériser ces champs. Ces champs

peuvent s'avérer difficiles à mesurer directement à cause de leur localisation, à l'intérieur du plasma. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes de détections indirectes. Un diagnostic très utilisé pour mesurer le champ magnétique dans le plasma est la polarimétrie. La polarimétrie permet de mesurer les changements de polarisation d'un faisceau « sonde » (ou de l'émission propre du plasma) dû au champ magnétique traversé (détaillées dans ce manuscrit). Ainsi le changement de polarisation en incidence rasante à la cible (la rotation de Faraday), a permis de mesurer des champs magnétiques de l'ordre du MegaGauss à $\approx 25\mu\text{m}$ de la surface de la cible lors de l'interaction d'un laser de $3 \text{ à } 9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ sur une cible de plastique [Borghesi 1998]. En utilisant cette fois-ci la polarimétrie en incidence normale le changement de polarisation (effet Cotton-Mouton ; changement de l'ellipticité du faisceau « sonde ») permet de mesurer des champs magnétiques de plusieurs dizaines de MégaGauss vers la densité critique de la cible. Ce type d'expériences a été initié avec des photodiodes (donc sans résolution spatiale) et avec de faibles intensités laser sur cible ($2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$) obtenant 25 MGauss [Sandhu 2002], puis amélioré à l'aide d'un système d'imagerie pour observer sur $\approx 40 \mu\text{m}$ (taille inférieure à la taille du plasma) un champ magnétique d'environ $\approx 100 \text{ MGauss}$ lors de l'interaction d'un laser de $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ [Mondal 2010]. D'autres expériences ont permis de mesurer un champ magnétique beaucoup plus intense (340 à 460 MGauss) à l'aide du changement de polarisation de l'émission propre de la cible à la seconde harmonique du laser [Tatarakis 2002a] [Tatarakis 2002b]. Cette méthode est cependant difficile à analyser car la source de ces photons dans le plasma n'est pas connue de façon précise. La dernière mesure de champ magnétique que nous allons présenter ici est la déflectométrie protonique qui permet, à l'aide d'un faisceau de protons, d'estimer le champ magnétique traversé par leur déflexion [Sarri 2012]. L'expérience a révélé un champ magnétique d'environ 80 MGauss lors de l'interaction d'un laser d'intensité $\approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Le problème majeur d'un tel diagnostic est que la trajectoire des protons est modifiée par le champ électrique et le champ magnétique sur le long de la trajectoire des protons. L'obtention de la valeur et de la forme du champ magnétique peuvent donc s'avérer difficiles compte tenu de l'information intégrée de la déviation des protons et d'influence du champ électrique. Malgré les nombreuses études sur ces champs magnétiques, il est nécessaire d'avoir plus de données expérimentales sur ces champs et plus d'études sur leur influence sur la propagation du faisceau d'électrons à l'intérieure de la cible irradiée.

L'objectif du travail expérimental contenu dans ma thèse était de caractériser expérimentalement les champs magnétiques en surface de cibles irradiées par laser à l'aide de plusieurs méthodes : par polarimétrie et interférométrie croisée, avec un champ de vision plus important que la taille du plasma, et par déflectométrie protonique. De plus j'ai participé à plusieurs expériences permettant de caractériser le faisceau d'électrons et en particulier sa divergence. Une perspective à la suite de cette thèse sera de déterminer un lien précis entre le champ magnétique en surface de la cible irradiée par laser et la

divergence du faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible.

Dans cette thèse, nous allons commencer par décrire la théorie des mécanismes de l'interaction laser/matière. Ce chapitre sera composé d'une partie sur les lasers (la source d'énergie créant le plasma), permettant de comprendre son fonctionnement, puis d'une partie sur l'interaction laser-matière permettant de comprendre les mécanismes d'absorption de l'énergie laser, la création de champs magnétiques, l'accélération et la propagation du faisceau d'électrons chauds dans la matière. Le deuxième chapitre de cette thèse décrit les différents diagnostics que j'ai utilisés : les diagnostics laser, les diagnostics de densité électronique (permettant de caractériser le profil et la valeur de la densité des plasmas au cours du temps), les diagnostics permettant d'avoir une information multidimensionnelle sur le champ magnétique (deux dimensions spatiales et une dimension temporelle) dans différents plasmas et enfin les diagnostics permettant de caractériser les faisceaux d'électrons, notamment la divergence du faisceau à la surface d'interaction et au cours de sa propagation. Le troisième chapitre décrira les principales expériences auxquelles j'ai participé : une campagne expérimentale réalisée au CELIA (laser ECLIPSE) permettant de caractériser le champ magnétique en surface d'une cible d'aluminium à l'aide d'un diagnostic de polarimétrie entièrement conçu et développé dans le cadre de cette thèse ; une expérience réalisée au laboratoire JUPITER aux Etats-Unis (laser TITAN) permettant de caractériser l'influence du pré-plasma sur le faisceau d'électrons (création et divergence) ; une expérience réalisée au laboratoire SLAC, également aux Etats-Unis (salle MEC où le rayonnement laser est couplé à une source de rayonnement X cohérente issu d'un système laser à électrons libres [Emma 2010]) permettant de caractériser le faisceau d'électrons par ombroscopie X ; deux expériences réalisées au laboratoire LULI (Salle PICO2000) permettant de caractériser la divergence du faisceau d'électrons, soit dans des cibles comprimées par laser, soit sur des cibles solides en présence d'un fort champ magnétique créé par laser. La dernière expérience décrite dans cette thèse concerne la caractérisation d'un diagnostic de faisceaux d'électrons le plus communément utilisé : un cristal imageur de l'émission de fluorescence X. Le dernier chapitre, divisé en deux parties, décrit les résultats de toutes ces expériences : La première partie montre les résultats concernant le champ magnétique, la seconde montre ceux concernant la divergence du faisceau d'électrons. L'analyse des résultats de différentes expériences a été traitée de façon similaire (même diagnostic). Ainsi il est possible de comparer la divergence des électrons dans différentes conditions.

Chapitre 1

Interaction laser-matière

1.1 Les lasers

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est une source de lumière cohérente, presque monochromatique et qui est créée par émission stimulée^{1 2}. Il est composé de trois éléments principaux : le milieu amplificateur, un système de pompage et une cavité.

1.1.1 Milieu amplificateur

Un milieu amplificateur peut être gazeux, liquide ou solide. C'est un milieu où se produit une inversion de population au niveau atomique. Pour comprendre l'inversion de population, il est nécessaire de connaître les trois mécanismes d'absorption et d'émission de rayonnement par un atome. Le premier est le plus simple, l'absorption : lorsqu'un photon arrive sur l'atome il y a une probabilité que l'énergie du photon soit transférée à un électron de l'atome. Cet électron, possédant ainsi une énergie plus élevée va passer sur un niveau d'énergie supérieure (avec une énergie de liaison inférieure, en absolu), si l'énergie du photon incident est égale au saut d'énergie électronique. Il est également possible que plusieurs photons d'énergies inférieures à l'énergie nécessaire à la transition additionnent leurs énergies et soient absorbés simultanément (absorption dite multi-photonique [Keldysh 1965]). Le deuxième mécanisme est l'émission spontanée. Si un atome est sur un niveau d'énergie excité et qu'un niveau inférieur du cortège électronique possède une lacune, l'électron peut perdre de l'énergie et redescendre sur un niveau plus stable, tout en émettant un photon d'énergie $h\nu$, égale à la différence entre les énergies des deux niveaux atomiques. Le dernier mécanisme, l'émission stimulée, est plus complexe (découverte par Einstein en 1917 [Einstein 1917]). Lorsqu'un photon arrive sur un atome

1. Livre de référence [Svelto 2010]

2. Premier laser créé par T.H. Maiman en 1960 [Maiman 1960]

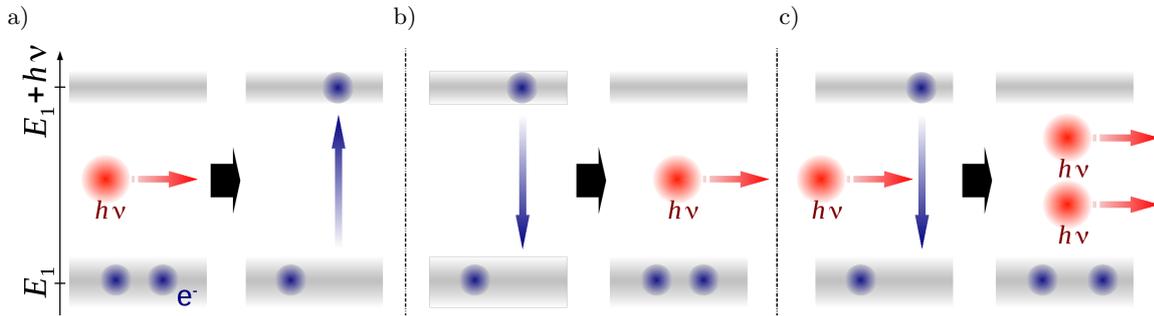


FIGURE 1.1: Différents mécanismes pouvant se produire entre un atome et un photon : a) Absorption. b) Émission spontanée. c) Émission stimulée.

possédant un électron sur un niveau supérieur et une lacune électronique sur une couche d'énergie inférieure (avec une différence d'énergie entre les deux niveaux égale à l'énergie du photon), le photon va obliger l'électron en question à descendre vers le niveau d'énergie inférieure, créant un deuxième photon possédant une direction, un sens de propagation et une énergie identique au photon incident. On parle alors de photons « identiques ». Ces trois mécanismes sont illustrés sur la figure 1.1.

1.1.2 Inversion de population et pompage

Sans intervention extérieure, le nombre d'électrons par niveau quantique d'un atome suit la loi statistique de Boltzman [Pottier 2007]. Cette loi donne le nombre d'électrons N_i sur le niveau i d'énergie E_i :

$$N_i = \frac{N g_i}{Z(T)} e^{-E_i/k_B T}, \quad (1.1)$$

avec N le nombre total d'électrons, $Z(T)$ la fonction de partition du système, g_i la dégénérescence de l'état i et $k_B T$ la température du milieu. Dans ces conditions, si $E_i > E_k$ alors N_i est toujours inférieur à N_k . Une inversion de population consiste à briser cette statistique en donnant de l'énergie au système [Cohen-Tannoudji 1966]. Ainsi il pourra y avoir un niveau i d'énergie E_i possédant plus d'électrons N_i qu'un niveau k d'énergie inférieure E_k possédant N_k électrons ($N_i > N_k$ et $E_i > E_k$). L'apport de cette énergie se fait par un mécanisme dit « pompage ». Il peut être réalisé : par lampes flash, par laser (pompage optique), chimiquement ou même électriquement. L'énergie des photons de ce système de pompage doit cependant correspondre aux transitions pouvant être excitées. Il existe plusieurs méthodes pour réaliser une inversion de population dépendant du nombre de niveaux atomiques impliqués. Normalement, on distingue des systèmes à trois et quatre niveaux. Ces systèmes sont composés de deux niveaux entre lesquels l'émission laser peut se produire et respectivement un ou deux niveaux intermédiaires permettant d'obtenir une

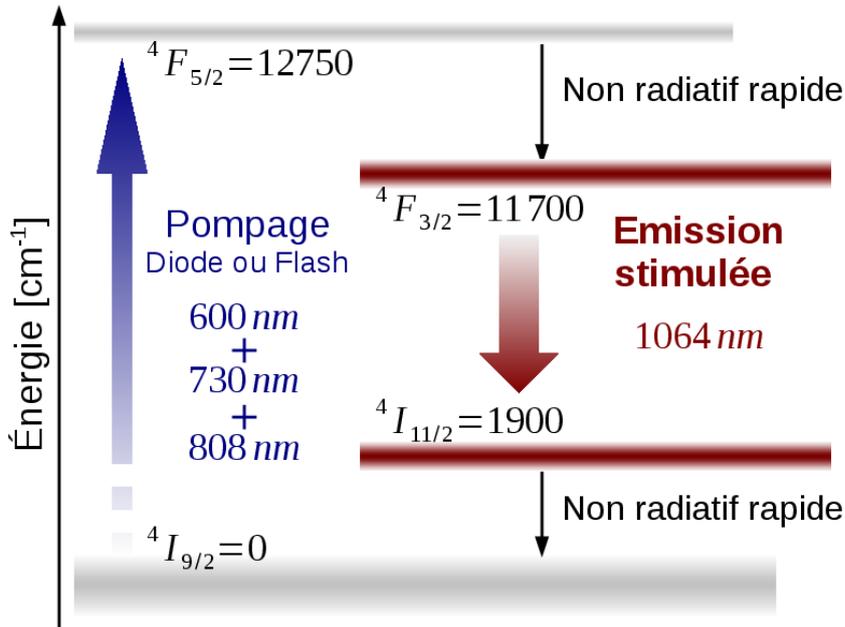


FIGURE 1.2: Schéma des niveaux d'énergie d'un système d'inversion de population à quatre niveaux : cas du Néodyme Yag.

inversion de population. Ces niveaux sont nécessaires car l'inversion de population n'est pas possible dans un système à deux niveaux seulement. La figure 1.2 montre l'exemple d'un système à quatre niveaux correspondant par exemple à l'inversion de population dans un milieu amplificateur de Néodyme.

1.1.3 Cavité laser

Une cavité optique peut prendre différentes formes. Dans le cas le plus simple, elle est composée de deux miroirs opposés, dont l'un partiellement transparent. Elle va permettre de multiples passages de la lumière dans le milieu amplificateur (cf. figure 1.3) permettant donc une amplification multiple. La cavité laser est le « pilote » d'un système laser, elle permet de définir la durée d'impulsion ainsi que la forme de l'impulsion laser finale.

1.1.4 Amplification de l'émission spontanée (ASE)

Dans les lasers de puissance, l'émission de lumière laser peut être accompagnée par une amplification de l'émission spontanée (Amplification of the Spontaneous Emission; A.S.E.). Comme son nom l'indique, l'A.S.E. correspond à l'amplification de photons provenant de l'émission spontanée donc des photons ne provenant pas de la cavité laser. L'amplification de l'émission spontanée correspond à une énergie indésirable (peut avoir lieu avant et après l'impulsion déterminée par la fenêtre temporelle du pilote). Elle peut

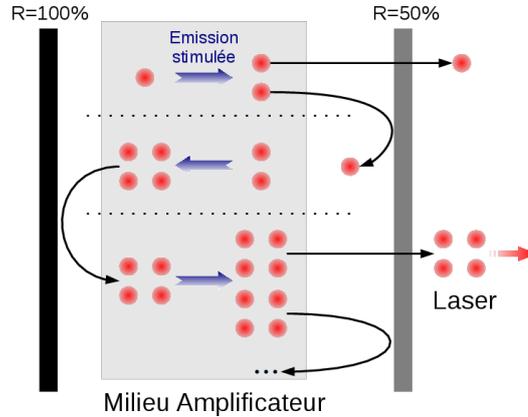


FIGURE 1.3: Principe de fonctionnement d'une cavité laser composée de deux miroirs, un de réflectivité 100% et un de réflectivité 50%.

être caractérisée par ce que nous appelons le contraste en intensité du laser C_{st} :

$$C_{st} = \frac{I_{A.S.E.}}{I_0}, \quad (1.2)$$

avec $I_{A.S.E.}$ l'intensité avant l'impulsion principale (ou après, généralement identique) et I_0 l'intensité maximale du laser. Le contraste peut en réalité être beaucoup plus compliqué que juste l'A.S.E. et devient très important lors de l'utilisation de lasers de fortes puissances. De nombreuses études ont été menées dans le but de bien caractériser tout type d'énergie avant l'impulsion principale [Hong 2005] [Pirozhkov 2009].

1.1.5 Laser à impulsion brève et de haute énergie : Amplification à dérive de fréquence (C.P.A.)

Avec la technologie laser venant d'être décrite, il est possible d'obtenir plusieurs centaines de Joules pendant plusieurs nanosecondes (donnant une intensité maximale sur cible de l'ordre de 10^{16} W/cm²). Ces intensités sont à la limite de l'endommagement des optiques traversées. Pour obtenir une intensité sur cible supérieure, on utilise la technique d'amplification par dérive de fréquence (*Chirped Pulse Amplification CPA*) [Strickland 1985]. Cette technique repose sur la dispersion chromatique de la lumière par exemple par un réseau³. Le laser n'est jamais complètement monochromatique, il possède une largeur spectrale (inversement proportionnelle à la durée d'impulsion). Lors de la diffraction sur un réseau, chaque longueur d'onde spectrale du laser va avoir un chemin optique légèrement différent. Ceci va allonger temporellement la durée d'impulsion du laser. Cette opération diminue la puissance dans l'impulsion laser. Il devient donc possible de l'amplifier dans un milieu amplificateur classique. Une fois l'amplification effectuée, un compresseur permet

3. Initialement utilisation de fibre optique [Strickland 1985]

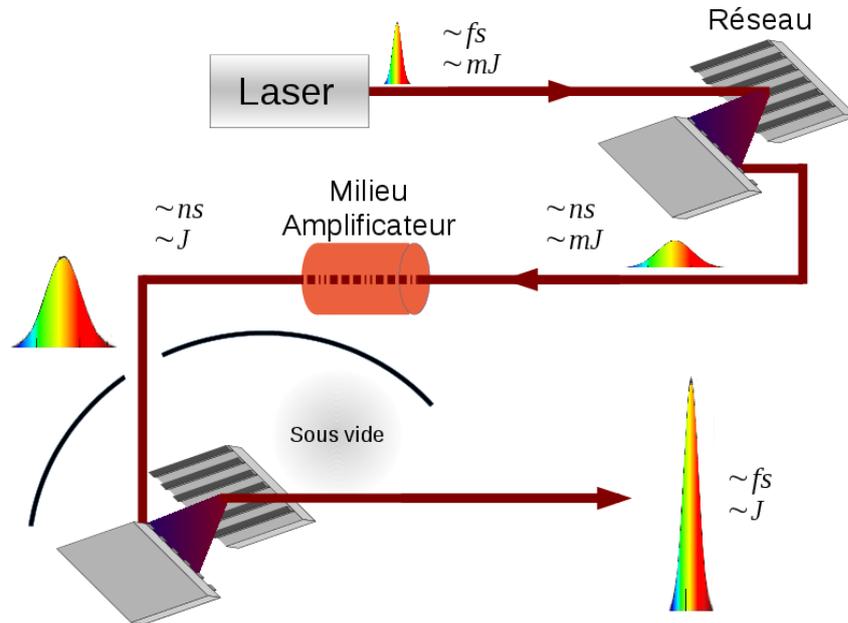


FIGURE 1.4: Schéma de principe CPA, successivement l'étirement, l'amplification et la compression d'une impulsion laser.

de re-comprimer temporellement les différentes longueurs d'onde permettant d'accéder à une puissance très élevée (ordre de 10^{13} W). Après cette compression il est important de ne plus traverser d'éléments optiques, il est donc fortement recommandé de faire cette compression sous vide et de n'utiliser que des optiques en réflexion (miroir plan pour transmettre le faisceau ou miroir parabolique pour sa focalisation). La figure 1.4 illustre la technique C.P.A.

1.1.6 Doublage de fréquence

Il est assez courant de vouloir modifier la longueur d'onde d'une source laser. La théorie de ces changements de fréquence fut aboutie en 1961 [Franken 1961] avec la découverte théorique de la génération d'harmoniques du laser⁴. Lorsqu'une impulsion laser traverse un cristal non linéaire, le nuage électronique autour de chaque atome du cristal va se mettre à osciller. Le centre de charge de l'atome devient donc un point différent de son noyau, créant un dipôle électrique oscillant. Pour le cas d'un laser de faible puissance, cette oscillation se fait à la fréquence du laser. Cependant, dans le cas d'une forte intensité laser, cette oscillation devient anharmonique et crée une émission à des fréquences multiples de la fréquence du laser traversant le cristal. Pour la seconde harmonique le rendement de conversion dépend en général de l'intensité incidente au carré, et atteint les 80% dans des conditions optimales pour un doublage en fréquence. Ce mécanisme physique peut être

4. Des phénomènes d'optique non-linéaire ont été initialement observés expérimentalement par S. Vavilov et V. Levshin en 1925 et publiés en 1950 [Vavilov 1950]

généralisé dans le cas de deux ondes de fréquences différentes. Cette transformation crée un photon d'énergie égale à la somme des deux énergies des photons incidents $E_t = E_1 + E_2$. Dans le cas assez classique d'un cristal trippleur $\omega_t = \omega + 2\omega = 3\omega$ ($E = \hbar\nu$) permettant ainsi de générer la troisième harmonique à l'aide de la seconde harmonique et de l'harmonique fondamentale.

1.2 Interaction laser-matière

Comme dit précédemment, le plasma est un état de la matière très répandu et intéressant⁵. Dans le but d'atteindre les densités d'énergie permettant de créer un plasma ($1,5 \times 10^5$ Kelvin dans le cas de l'ionisation de l'hydrogène), il est très courant d'utiliser les lasers. Une impulsion laser peut irradier une cible avec des intensités courantes allant de 10^{10} W/cm² à 10^{22} W/cm². Ce laser est capable de transférer son énergie à la matière (accélération des électrons transférant à leur tour leurs énergies sur les ions par collisions électrons-ions). Ce transfert d'énergie entre le laser, les électrons et les ions du milieu va permettre une rupture de l'ordre cristallin de la matière qui va produire un changement de phase : liquide, gazeux, WDM (*Warm Dense Matter* ou, en français, matière tiède et dense) et plasma. Lorsque le laser irradiant la cible, possède une intensité supérieure à 10^{18} W/cm², le transfert d'énergie du laser vers les électrons peut créer des électrons supra-thermiques (efficacité ≈ 30 % [Kruer 2003]) pouvant posséder des vitesses relativistes. Les effets produits par la propagation des électrons relativistes ouvrent les portes à une physique riche et intéressante : par exemple les électrons relativistes vont se propager sous forme d'un faisceau d'électrons possédant des propriétés particulières. Nous allons, dans cette section, voir tout d'abord les mécanismes de transfert d'énergie du laser vers les électrons permettant (ou non) de créer un tel faisceau. Puis nous présenterons les mécanismes de génération de champ magnétique pour terminer sur les propriétés de ce faisceau d'électrons chauds.

1.2.1 Transfert d'énergie laser

Dans cette partie, nous allons passer en revue les différents mécanismes d'absorption de l'énergie du laser par un plasma⁶ en fonction de l'intensité du laser. De manière simplifiée, les différents mécanismes de transfert d'énergie et leurs gammes d'intensité sont résumés sur la figure 1.5.

5. Livre de référence [Gibbon 2005]

6. Livre de référence [Kruer 2003]

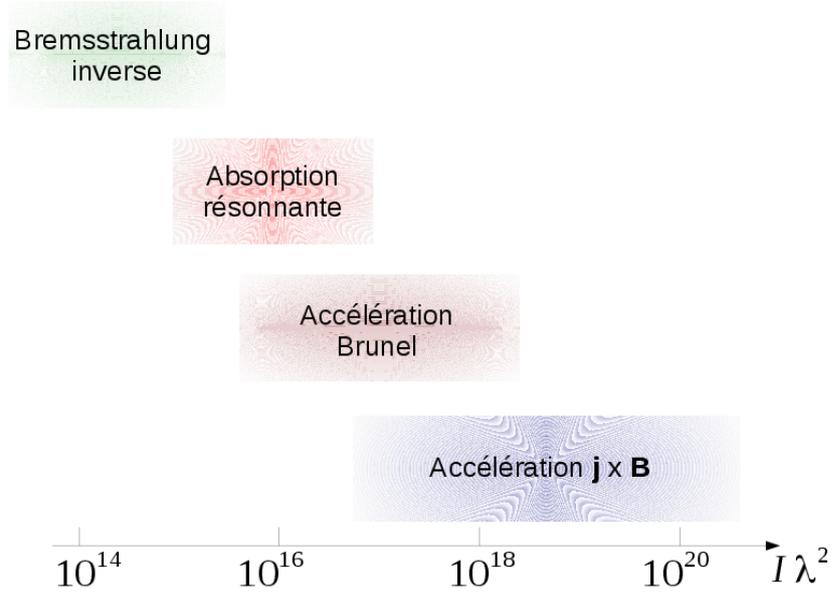


FIGURE 1.5: Différentes absorptions suivant le régime d'intensité.

1.2.1.1 Bremsstrahlung inverse (ou Absorption collisionnelle)

Lorsqu'un faisceau laser traverse un plasma, il transfère son énergie par Bremsstrahlung inverse (un photon est absorbé lors de la collision entre un électron et un ion). La loi de conservation de l'énergie laser durant ce processus s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{W}}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\nu_{ib}\mathcal{W}, \quad (1.3)$$

avec \mathcal{W} l'énergie du laser, \mathbf{S} le vecteur de Pointing et $\nu_{ib} = \nu_{ei} \frac{n_e}{n_c} \ln \Lambda_{ib} / \ln \Lambda_{ei}$ la fréquence de collision par Bremsstrahlung inverse, $\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{me}} \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda}{T_e^{3/2}}$ la fréquence de collision électrons-ions, n_e la densité du plasma, $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ la densité critique du plasma pour un laser de pulsation ω , $\ln \Lambda_{ei} = \ln \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_{min}} \right)$ le logarithme Coulombien, $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$ la longueur de Debye et $\lambda_{min} = Ze^2 / 12\pi \epsilon_0 k_B T_e$ la longueur de Landau. En supposant une divergence nulle du vecteur de Pointing l'équation 1.3 s'écrit :

$$\mathcal{W}(t) = \mathcal{W}(t_0) \exp \left(- \int_{t_0}^t dt \nu_{ib}(\mathbf{x}(t)) \right), \quad (1.4)$$

soit la puissance laser absorbée par le plasma est :

$$\mathcal{W}_{abs} = \mathcal{W}(t_0) \left[1 - \exp \left(- \int_{t_0}^t dt \nu_{ib}(\mathbf{x}(t)) \right) \right]. \quad (1.5)$$

1.2.1.2 Absorption résonnante

Le premier mécanisme d'absorption non collisionnelle (collectif) est l'absorption résonnante. Cette absorption a lieu lorsque le champ électrique du laser \mathbf{E} possède une composante parallèle au gradient de densité ∇n_e : $\mathbf{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$ [Ginzberg 1964] [Denisov 1957]. Dans ces conditions, la composante longitudinale des champs électriques peut directement exciter des ondes plasma qui à leurs tours peuvent accélérer des électrons (en produisant des électrons « supra-thermiques »). Le laser cède ainsi de l'énergie aux ondes plasma. L'intensité absorbée en prenant en compte la géométrie et la propagation du laser dans le plasma est donnée par :

$$I_{abs} \approx \frac{\omega L}{8} \frac{E_{vide}}{\sqrt{2\pi\omega Lc}} \phi(\tau), \quad (1.6)$$

avec $\phi(\tau) \approx 2,3\tau \exp(-2\tau^3/3)$, $\tau = (\omega L/c)^{1/3} \sin \theta$, θ l'angle entre la direction de propagation du laser et la cible (l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} du champ laser et la normale à la surface de la cible), $L \equiv (\nabla n_e/n_e)^{-1}$ la longueur du gradient de densité et E_{vide} l'amplitude du champ électrique du laser dans le vide. Cette absorption est maximale pour un angle d'incidence du laser sur la cible tel que $\tau \approx 0,8$.

1.2.1.3 Accélération Brunel

Le second mécanisme, l'effet Brunel, repose sur l'accélération d'électrons par le champ électrique laser dans le vide. Lorsque le champ électrique du laser possède un angle d'incidence avec la cible θ (l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} du champ laser et la normale à la surface de la cible), les électrons peuvent être accélérés dans ce champ laser. Sans cible, les électrons ne peuvent gagner de l'énergie car à chaque période laser, les électrons retournent à leur énergie initiale. Cependant, le champ électrique du laser ne peut se propager dans celle-ci (onde évanescente) en présence d'une cible ($n_{solide} \gg n_c$ avec $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$). Ainsi, si les électrons accélérés durant la demi-période laser se trouvent en profondeur dans la cible (distance supérieure à l'épaisseur de peau du plasma), ils ne sont plus soumis au champ laser et vont garder leurs énergies. Le champ électrique responsable de cette accélération est le champ perpendiculaire à la surface du plasma $E_d = 2E_{vide} \sin \theta$ avec E_{vide} le champ laser. L'efficacité d'absorption est donnée par le modèle développé par Brunel [Brunel 1987] :

$$\eta_B = \frac{1}{\pi a_0} f \left(\sqrt{1 + f^2 a_0^2 \sin^2 \theta} - 1 \right) \frac{\sin \theta}{\cos \theta}, \quad (1.7)$$

avec $f = 1 + \sqrt{1 - \eta_a}$ le facteur d'amplification du champ, $\eta_a = \frac{1}{16\pi^2} \frac{e}{m\omega} E_d^2$ et $a_0 = v_{os}/c = 0,85 \sqrt{I_{[10^{18} \text{ W/cm}^2]} \lambda_{[\mu\text{m}]^2}}$. Une analyse théorique plus poussée [Mulser 2012] montre que l'effet Brunel est le cas limite pour une intensité élevée et des oscillations non-linéaires de

l'absorption résonnante.

1.2.1.4 Accélération $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ - pondéromoteur

Le dernier mécanisme d'accélération des électrons a été découvert par Kruer et Estabrook [Kruer 1985] et étudié plus en détail par Gamaliy et Dragila [Gamaliy 1990]. Le champ électrique du laser, faisant osciller les électrons, crée un courant \mathbf{j} . Ce courant en interagissant avec le champ magnétique \mathbf{B} du laser, crée une force de Lorentz telle que $e\mathbf{v}/c \times \mathbf{B}$, donc dans la direction de propagation du laser \mathbf{k} . Ce mécanisme permet ainsi l'accélération d'électrons dans la direction de propagation du laser. Pour avoir une forte accélération des électrons, il est nécessaire de se trouver dans un régime où la vitesse des électrons v approche la célérité de la lumière c (permettant une force de Lorentz non négligeable). Pour cela, l'intensité du laser doit être supérieure à 10^{18} W/cm² (régime relativiste). D'un autre point de vue, on peut montrer que l'accélération $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ est produite par les « forces pondéromotrices », c'est-à-dire l'effet de la pression de radiation du laser. Une estimation du coefficient d'absorption par effet $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ dans un cas très relativiste peut s'écrire :

$$\eta_{\mathbf{j} \times \mathbf{B}} \approx \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + a_0^2}} \right), \quad (1.8)$$

et donne une absorption de l'ordre de ≈ 15 %.

1.2.2 Génération de champ magnétique

Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, des champs magnétiques peuvent être engendrés par différents mécanismes (cf. figure 1.6) et peuvent avoir un rôle important dans cette interaction (tel que créer une divergence initiale du faisceau d'électrons chauds [Adam 2006]). Pour comprendre les mécanismes de création du champ magnétique, il est nécessaire de partir de l'équation de Euler dans le cas d'ions immobiles [Rax 2005].

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e m_e \mathbf{v}_e = -\nabla \cdot (n_e m_e \mathbf{v}_e \mathbf{v}_e + \mathbf{P}_e) - n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \wedge \mathbf{B}) + \mathbf{R}_{ei}, \quad (1.9)$$

avec n_e la densité électronique, m_e la masse électronique, \mathbf{v}_e la vitesse électronique, \mathbf{P}_e le tenseur des pressions, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{B} le champ magnétique et \mathbf{R}_{ei} la fréquence de collisions efficace associée au transfert de la quantité de mouvement entre les électrons et les ions (les autres termes de collisions ont été négligés car très faibles devant le terme \mathbf{R}_{ei} dans le cas de l'interaction d'un laser d'intensité relativiste avec une cible). Sachant que $\mathbf{R}_{ei} = \eta \cdot \mathbf{J} - \beta \nabla T_e / e$, $\mathbf{P} = p_e \mathbb{1} + \boldsymbol{\pi}$ et la conservation de la masse $\partial n_e / \partial t + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = 0$,

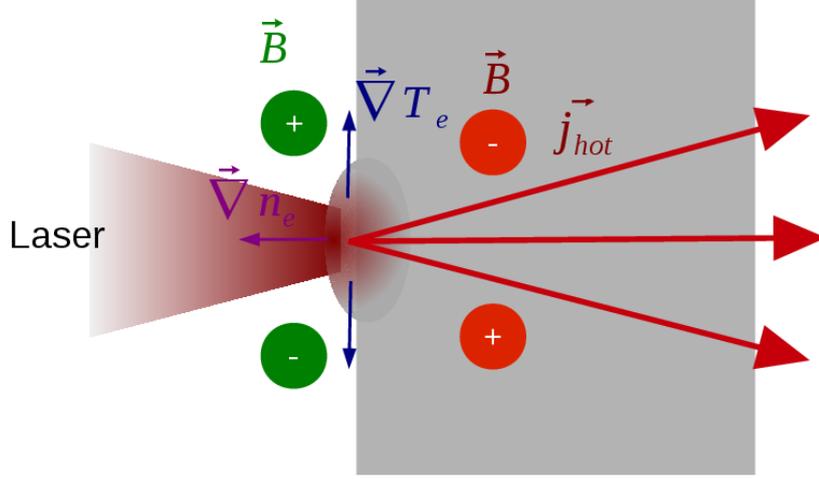


FIGURE 1.6: Exemple de champs magnétiques pouvant être obtenus lors de l'interaction laser-plasma.

le champ électrique peut s'écrire :

$$\mathbf{E} = -\frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} - \frac{m_e}{e} \mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{v}_e - \frac{1}{n_e e} \nabla p_e - \frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} - \frac{m_e}{e} \nabla \mathbf{v}_e \mathbf{v}_e - \mathbf{v}_e \wedge \mathbf{B} + \boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{J} - \beta \frac{\nabla T_e}{e}, \quad (1.10)$$

avec $\boldsymbol{\eta}$ et β les coefficients de Braginskii [Braginskii 1965] corrigés pour des plasmas peu collisionnels par Epperlein et Haines [Epperlein 1986] (correspondant aux tenseurs de résistivité électrique et thermoélectrique), $p_e = \frac{1}{3} m_e \int \mathbf{v}_e^2 f_e(\mathbf{v}_e, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v}_e$ la pression scalaire et $\boldsymbol{\pi}$ le tenseur des contraintes. Le champ magnétique peut être obtenu à l'aide de la loi de Faraday $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \wedge \mathbf{E}$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge \left(\frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + \frac{m_e}{e} \mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{v}_e + \frac{1}{n_e e} \nabla p_e + \frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} + \frac{m_e}{e} \nabla \mathbf{v}_e \mathbf{v}_e + \mathbf{v}_e \wedge \mathbf{B} - \boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{J} + \beta \frac{\nabla T_e}{e} \right). \quad (1.11)$$

Pour mieux comprendre les différents termes générant le champ magnétique, nous allons les décomposer. La vitesse \mathbf{v}_e est décomposée entre la somme d'une vitesse moyenne que nous nommerons \mathbf{u}_e et une vitesse oscillante $\boldsymbol{\xi}$. De la même manière, le champ magnétique \mathbf{B} est décomposé en un champ quasi-constant \mathbf{B} et le champ magnétique oscillant $\tilde{\mathbf{B}}$ du

laser. Ainsi,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge \left\{ \frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \frac{m_e}{e} (\mathbf{u}_e \nabla) \mathbf{u}_e + \frac{1}{n_e e} \nabla p_e + \frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_e + \frac{m_e}{e} \langle \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} \rangle \right. \\ \left. + \mathbf{u}_e \wedge \mathbf{B} - \eta_{\parallel} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} - \eta_{\perp} \mathbf{b} \wedge (\mathbf{J} \wedge \mathbf{b}) + \eta_{\text{th}} (\mathbf{b} \wedge \mathbf{J}) \right. \\ \left. + \frac{\beta_{\parallel}}{e} (\nabla T_e \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + \frac{\beta_{\perp}}{e} \mathbf{b} \wedge (\nabla T_e \wedge \mathbf{b}) + \frac{\beta_{\text{th}}}{e} (\mathbf{b} \wedge \nabla T_e) + \langle \boldsymbol{\xi} \wedge \tilde{\mathbf{B}} \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Les différents termes seront présentés un par un [Pert 1977] [Haines 1986]. Les deux premiers termes $\frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \frac{m_e}{e} (\mathbf{u}_e \nabla) \mathbf{u}_e$ expriment la vitesse de pénétration du champ magnétique à travers l'épaisseur de peau non collisionnelle c/ω_{pe} du plasma [Amiranoff 1984]. D'un autre point de vue, ils représentent la vitesse de dérive du centre de masse des électrons dans un champ magnétique.

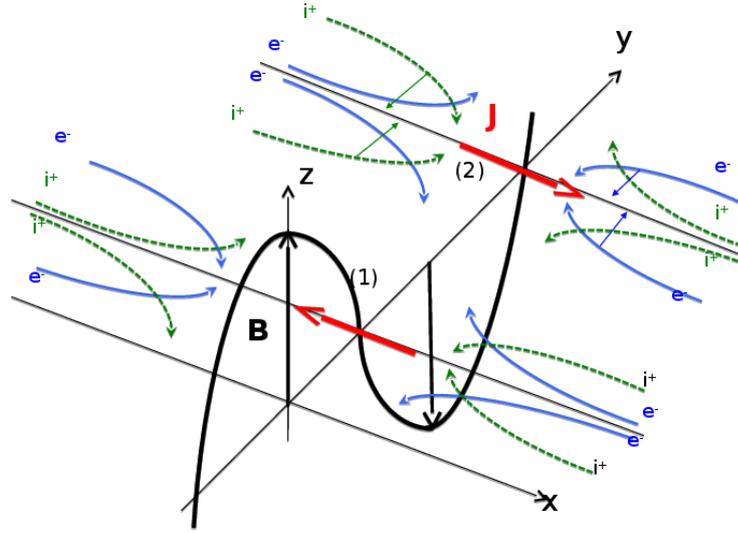
Le troisième terme $\nabla p_e/n_e e$ est le terme de génération de champ magnétique le plus connu [Stamper 1971]. En exprimant la pression $p_e = n_e k_B T_e$ comme pour un gaz parfait d'électrons,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\nabla n_e \wedge \nabla k_B T_e}{n_e e}. \quad (1.13)$$

Ce terme, nommé « effet Thermoélectrique » (ou en astrophysique « effet Biermann Battery » [Doi 2011]), représente la génération de champs magnétiques en présence de gradients croisés de densité et de température. Ce champ magnétique est aussi présent en surface de la cible. Les gradients de densité et température sont créés par la taille et la forme de la tache focale du laser (champ magnétique vert de la figure 1.6). Le laser, qui possède normalement un profil d'intensité radial $I(r)$, chauffera plus le centre de la tache focale que ses extrémités, créant un gradient radial sur le plan de la cible de température. Le gradient de densité étant créé par l'expansion dans le vide du plasma, est par contre dans le plan normal à la cible.

Le deuxième terme générateur de champ magnétique $\nabla \cdot \boldsymbol{\pi}/n_e e$ représente l'influence de la pression du plasma. Il représente toutes les anisotropies pouvant apparaître dans le tenseur des pressions. Il est le principal responsable des instabilités pouvant se produire dans le plasma comme l'instabilité de Weibel non-collisionnelle [Weibel 1959]. Cette instabilité existe lorsque deux populations électroniques sont contre-propageantes suivant la direction x (cf. figure 1.7). L'interpénétration de ces populations va créer par la force de Lorentz $\mathbf{F}_y = \mathbf{j}_x \times \mathbf{B}_z$ un courant dans la direction y . Ce courant amplifie le champ magnétique B_z augmentant le taux de croissance de l'instabilité. Cette instabilité peut mener à une filamentation du faisceau d'électrons [Kumar 2009] [Ruyer 2015].

Le terme suivant de l'équation 1.12, $\frac{m_e}{e} \langle \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} \rangle$ représente le champ magnétique



$$F = -e \mathbf{v} \times \mathbf{B} : \text{Force de Lorentz}$$

FIGURE 1.7: Schéma de principe de l'instabilité de Weibel comprenant deux faisceaux d'électrons de vitesse \mathbf{v}_x et $-\mathbf{v}_x$ se propageant le long de la direction x (Schéma de Sakawa Youichi).

continue (DC) créé par l'absorption résonnante. Cette absorption peut créer une pression de radiation sur le plasma qui peut directement s'ajouter dans le tensor des pressions créant ce champ magnétique [Thomson 1975] [Mora, P. 1979].

Les termes $\mathbf{u}_e \wedge \mathbf{B}$ et $\frac{\beta_{\text{th}}}{e} (\mathbf{b} \wedge \nabla T_e)$ représentent les mouvements de convection du champ magnétique dans le plasma. Le premier terme $\mathbf{u}_e \wedge \mathbf{B}$ représente la convection due au déplacement du centre de masse des électrons. Ce mouvement de champ magnétique peut créer par effet Dynamo une amplification du champ magnétique [Mason 1979]. Le second terme, $\frac{\beta_{\text{th}}}{e} (\mathbf{b} \wedge \nabla T_e)$, est le terme de Nernst [Brackbill 1983] [Nishiguchi 1984]. Il conduit à une amplification du champ magnétique résultant de mouvements de convection.

Le terme $\eta_{\perp} \mathbf{b} \wedge (\mathbf{J} \wedge \mathbf{b})$ de l'équation 1.12 représente l'effet résistif du plasma. En prenant la rotation de ce terme et en ne considérant que la présence des électrons, il est possible d'obtenir :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta_e}{\mu_0} \Delta \mathbf{B}, \quad (1.14)$$

avec la résistivité $\eta_{e\perp} = m_e \nu_e / n_e e^2$ et ν_e la fréquence de collisions électrons-ions. Ce terme décrit la diffusion du champ magnétique et il sera utilisé plus tard dans ce manuscrit.

Le terme $\eta_{\text{th}} (\mathbf{b} \wedge \mathbf{J})$ de l'équation 1.12 représente l'effet Hall [Hall 1879] pouvant avoir lieu dans les plasmas. Lorsqu'un champ magnétique est perpendiculaire à un courant électrique, il en résulte un champ électrique dans la direction perpendiculaire au champ

et au courant. Ce champ électrique va créer à son tour un champ magnétique (loi de Faraday)[Epperlein 1986].

Le dernier effet que nous pouvons observer sur l'équation 1.12 est un effet de pincement du champ magnétique. Le terme $\frac{\beta_{\perp}}{e} \mathbf{b} \wedge (\nabla T_e \wedge \mathbf{b})$ est responsable de ce pincement [Yabe 1982]. Cette force est responsable, dans certains cas, de la filamentation magnétique dans le plasma.

Les deux termes non abordés jusqu'à présent sont les projections dans la direction parallèle du champ magnétique. Dans l'interaction laser-matière ces termes, $-\eta_{\parallel}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{b})\mathbf{b}$ et $+\frac{\beta_{\parallel}}{e}(\nabla T_e \cdot \mathbf{b})\mathbf{b}$, sont généralement négligés à cause de la géométrie.

Ces différents termes participent à la création du champ magnétique, pouvant être créé lors de l'interaction entre le laser et la cible, de manière plus ou moins importante. Une étude exhaustive de ces différents termes se trouve dans la littérature [Haines 1997].

L'étude du champ magnétique en surface de cible irradiée par laser montre que l'équation 1.11 peut être simplifiée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\eta_e}{\mu_0} \Delta B + \nabla \times \eta_e \mathbf{J} + \frac{\nabla n_e \wedge \nabla k_B T_e}{n_e e} + \frac{1}{n_e e} \nabla \wedge \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} \dots \quad (1.15)$$

Cette équation ne prend en compte que les termes de création du champ magnétique : par effet thermoélectrique et par le déplacement des électrons supra-thermiques, et le terme de diffusion du champ magnétique. Nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit cette équation afin de simplifier l'analyse.

1.2.3 Génération de faisceaux d'électrons

Lorsque le laser possède des intensités proches de 10^{18} W/cm², il va transférer son énergie aux électrons principalement par le mécanisme d'accélération $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Dans certains cas, une population d'électrons assez importante peut être accélérée et se propager dans la matière sous forme de faisceau. On parle d'électrons « rapides », « chauds » ou encore « supra-thermiques ». Une dénomination classique de ce faisceau d'électrons est l'utilisation de la lettre h représentant le terme « hot ».

Le faisceau d'électrons, en général, ne se propage pas de façon collimatée, il est caractérisé par une divergence angulaire θ . Cette divergence est due à plusieurs phénomènes. Le premier est la divergence créée par l'absorption $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Cela implique un angle d'injection de l'ordre $\theta_{rel} \approx \sqrt{1 + a_0^2}/a_0$ avec $a_0 \approx 0,85 \sqrt{I_{[10^{18} \text{ W/cm}^2]} \lambda_{[\mu\text{m}]}}$ [Gibbon 2005].

Le deuxième effet est lié à l'instabilité de Weibel. Lorsque le faisceau d'électrons se propage dans la matière, il peut interagir avec les électrons du milieu (créant ainsi deux populations électroniques contre-propageantes) pour créer des champs magnétiques. Cette instabilité de filamentation peut avoir lieu dans le plasma ou dans la matière sur-critique (à

l'intérieur de la cible). Cependant, elle est particulièrement efficace proche de la densité critique (lorsque la densité d'électrons supra-thermiques est forte). Les champs magnétiques créés ainsi proche de la densité critique peuvent dévier les électrons supra-thermiques. Ceci se traduit par une divergence du faisceau d'électrons chauds [Adam 2006].

Les collisions entre les électrons chauds et la matière (ions et électrons) peuvent également changer les propriétés du faisceau d'électrons. Ces collisions peuvent changer la direction de propagation des électrons chauds et les ralentir. La conservation de la quantité de mouvement pour chaque collision implique que les collisions électrons-électrons produisent un fort ralentissement des électrons rapides sans changement important de leurs trajectoires (voir paragraphe suivant), alors que les collisions électrons-ions vont produire une forte déviation des électrons supra-thermiques (se traduisant par une divergence du faisceau d'électrons) sans changement d'énergie majeur. Cette divergence peut être caractérisée de façon statistique par un angle de diffusion moyen $\langle \theta^2 \rangle$ [Moliere 1948] [Bethe 1953b]. La théorie de Moliere permet de calculer $\langle \theta^2 \rangle$ en supposant une forme gaussienne de la fonction de distribution en angle. L'angle de diffusion théorique, pour un grand nombre de collisions, est ainsi :

$$\langle \theta^2 \rangle = \theta_c \ln 2 \ln \left(\frac{\theta_c^2}{1, 167 \theta_M^2} \right), \quad (1.16)$$

avec $\theta_c^2 = 4\pi n_i s Z(Z+1)(r_e/\gamma\beta^2)^2$, $\theta_M^2 = \theta_0^2(1, 13 + 3, 76(\alpha Z/\beta)^2)$, $\theta_0 = \alpha Z^{1/3}/(0, 885\gamma\beta)$ l'angle d'écrantage relativiste [Nigam 1959], α la constante de structure fine et $\beta = v/c$ la vitesse de l'électron normalisée à la vitesse de la lumière.

La perte d'énergie des électrons rapides peut être définie par le pouvoir d'arrêt $\frac{d\mathcal{E}}{ds}$. Il représente la perte d'énergie de la particule par unité de longueur :

$$\frac{d\mathcal{E}}{ds} = -S_{Mb} - S_{Mf} - S_{Mp} - S_{Brems}, \quad (1.17)$$

avec \mathcal{E} l'énergie de la particule, s la distance curviligne de propagation, S_{Brems} le pouvoir d'arrêt « radiatif » dû à l'émission Bremsstrahlung [Jackson 1975] [Vaisseau 2014], S_{Mb} le pouvoir d'arrêt collisionnel dû aux collisions entre les électrons chauds et les électrons liés aux atomes, S_{Mf} le pouvoir d'arrêt collisionnel dû aux collisions entre les électrons chauds et les électrons libres du plasma et S_{Mp} le pouvoir d'arrêt résultant de la création d'ondes

plasma [Val'chuk 1995] [Vaisseau 2014] tel que :

$$S_{Mb} = \frac{2\pi n_i (Z - Z^*) e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{\tau^2 (\gamma + 1)}{2I^2} + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (1.18)$$

$$S_{Mf} = \frac{2\pi n_e e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{1}{2\tau_{min}} + 1 - \ln 2 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \right], \quad (1.19)$$

$$S_{Mp} = \frac{4\pi n_e e^4}{mv^2} \ln \frac{v}{\omega_p \lambda_D \sqrt{3/2}}, \quad (1.20)$$

$$S_{brems} = \frac{16}{3} N \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^2} \int_0^1 \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1-x}}{\sqrt{x}} \right) dx, \quad (1.21)$$

avec τ l'énergie cinétique normalisée à l'énergie de masse de l'électron, $\tau_{min} = (\Lambda/\lambda_D)^2$, $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / (n_e e^2)}$ la longueur de Debye, $\Lambda = h / \sqrt{2\pi m_e k_B T_e}$ la longueur d'onde thermique de De Broglie, N le nombre d'atomes dans le matériau, $x = \hbar\omega/E$, E l'énergie cinétique de l'électron et ω la pulsation de l'onde rayonnée.

La propagation en profondeur des électrons chauds tend à produire une séparation de charge dans le matériau, se traduisant par la création d'un champ quasi-électrostatique. Pour conserver la neutralité électrique à l'intérieur de la cible un courant de retour est produit dans la matière par les électrons du milieu bougeant de façon à annuler le courant créé par les électrons chauds. Il est donc nécessaire que le courant de retour soit de direction et d'amplitude identiques au courant créé par le faisceau d'électrons chauds mais de sens contraire [Lee 1984] [Fill 2001] [Stenz 2009]. La différence principale entre ces deux courants est l'énergie des électrons. Le courant de retour est composé d'un grand nombre d'électrons thermiques (possédant donc une faible vitesse). Cette faible vitesse des électrons du courant de retour favorise les collisions entre ces électrons et les atomes. Le courant de retour est donc « résistif » et lié au champ quasi-électrostatique par la loi d'Ohm $\mathbf{j}_{ret} = \mathbf{E}/\eta$. Ce courant dissipe l'énergie par effet Joule et produit ainsi un chauffage du matériau. Dans ces cas, la résistivité de la cible $\eta = 1/\sigma_s \sim m_e \nu_{ei} / (e^2 m_e)$, va également augmenter. Le matériau devenant plus résistif va favoriser son propre chauffage. Ce comportement change de façon drastique lorsque la température dépasse la température de Fermi du matériau (quelques dizaines d'électronVolts en général). Au delà le matériau entre dans le régime de Spitzer et la résistivité diminue avec la température.

1.2.4 Effets de charge d'espace : recirculation des électrons dans la cible et accélération d'ions

Dans le cas où le faisceau d'électrons chauds atteint la face arrière de la cible, une partie des électrons peut sortir de celle-ci. Ceci va créer une séparation de charge et donc un champ quasi-électrostatique qui, dans le vide, ne peut être compensé par un courant de retour. Pour retrouver la neutralité de la face arrière (chargée positivement après la sortie

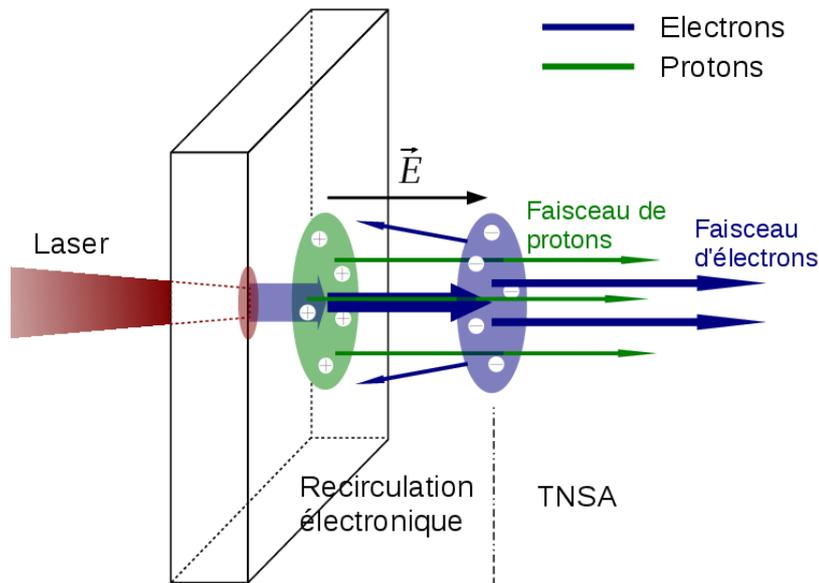


FIGURE 1.8: Schéma des mécanismes d'accélération de proton TNSA et de la recirculation des électrons dans la cible.

des électrons), deux mécanismes sont mis en place (cf. figure 1.8). Le champ électrique attire les électrons dans la cible (la « recirculation électronique » ; ce qui fait que seule une petite partie des électrons chauds peut quitter la cible) et les ions en surface de la face arrière de la cible sont accélérés vers le faisceau d'électrons en dehors de la cible (T.N.S.A. ; *Target Normal Sheath Acceleration*) [Passoni 2010].

La recirculation des électrons concerne tous les électrons possédant une énergie cinétique inférieure à l'énergie potentielle créée par la séparation de charges. Ces électrons sont ramenés vers la cible par la force créée par cette différence de potentielle.

Les ions accélérés par le mécanisme T.N.S.A. sont en général des ions d'hydrogène provenant des couches d'impuretés présentes sur la surface arrière de la cible (des molécules de H_2O ou des hydrocarbures contenues dans graisse, humidité ...). Il est également possible d'observer une accélération d'ions plus lourds tels que carbone ou oxygène. Cependant les ions hydrogènes étant plus légers, ils sont accélérés plus efficacement accaparant la plus grande majorité de l'énergie disponible. En général, les caractéristiques de ces protons sont : un spectre quasi-exponentiel possédant une énergie de cut-off (cf. figure 1.9a), une faible divergence (cf. figure 1.9b) et une intensité élevée [Zepf 2003] [Ceccotti 2007] [Lindau 2005] [Malka 2006] [Levy 2008]. Ces caractéristiques sont très intéressantes car elles permettent d'utiliser les protons créés par T.N.S.A. pour de nombreux diagnostics plasma : par exemple la déflectométrie protonique (Section 2.3.1).

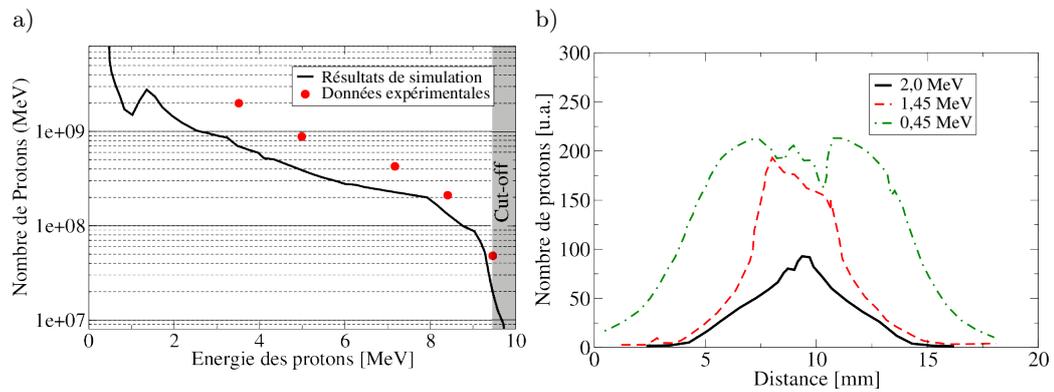


FIGURE 1.9: a) Spectre des protons en face arrière (expérimental et par une simulation PIC) créé par l'interaction entre un laser d'intensité $6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et une cible d'aluminium de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur [Malka 2006]. b) Taille expérimentale du dépôt de protons sur un film RCF placé à 40 mm de la cible, produit par l'interaction d'une cible d'aluminium de 800nm et d'un laser d'intensité $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ [Levy 2008] pour trois énergies de protons différentes.

Chapitre 2

Diagnostiques expérimentaux

Durant cette thèse, j'ai participé à de nombreuses expériences au cours desquelles j'ai eu à apprendre le principe, à installer et à expérimenter plusieurs diagnostics. Dans ce chapitre je vais présenter les principaux diagnostics et expliquer leurs fonctionnements respectifs illustrés par des exemples de résultats.

2.1 Diagnostiques laser

La parfaite caractérisation et maîtrise des paramètres laser utilisés lors de l'interaction avec une cible est primordiale. Le laser est notre source d'énergie et ses caractéristiques se répercutent de façon critique sur le plasma créé. Une impulsion laser peut être caractérisée par trois paramètres principaux : son énergie, sa distribution d'énergie sur la tache focale (champ lointain) et sa forme temporelle (considérant deux aspects : la forme temporelle de l'impulsion principale avec sa durée d'impulsion et le contraste temporel en intensité, particulièrement important pour les impulsions ultra-brèves). Ces différents paramètres laser peuvent permettre de calculer l'intensité I sur cible. L'intensité représente l'énergie du laser contenue sur une surface pendant une certaine durée (sa durée d'impulsion). Une procédure habituelle consiste à définir l'intensité moyenne sur cible en utilisant les dimensions de la tache focale et sa durée d'impulsion à mi-hauteur comme suit :

$$I_{FWHM} = \frac{\mathcal{E}}{\pi \tau_{FWHM} r_{HWHM}^2}, \quad (2.1)$$

avec \mathcal{E} l'énergie de l'impulsion laser, τ_{FWHM} la durée d'impulsion à mi-hauteur et r_{HWHM} le rayon de la tache focale à mi-hauteur. Dans plusieurs situations, on peut approximer la

forme spatiale et temporelle de l'impulsion par une gaussienne :

$$I(r, t) = I_{max} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (2.2)$$

avec I_{max} l'intensité maximale (ou crête) dans l'espace et le temps, $\sigma_t = \tau_{FWHM}/2\sqrt{2\ln 2}$ la durée d'impulsion à $1/e$ et $\sigma_r = r_{FWHM}/\sqrt{2\ln 2}$ le rayon de la tache focale à $1/e$. Le calcul montre que (voir Annexe A pour le calcul détaillé) :

$$I_{max} = 2 \left(\frac{2\ln 2}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{\mathcal{E}}{r_{FWHM}^2 \tau_{FWHM}} = \frac{\mathcal{E}}{2(2\pi)^{3/2} \sigma_t \sigma_r^2}, \quad (2.3)$$

Dans le cas où la tache focale n'est pas parfaitement gaussienne spatialement, il est possible d'ajouter un facteur correctif $\kappa_{\mathcal{P}} = \mathcal{P}_{ce}/\mathcal{P}_{ce \text{ Gaussienne}}$, prenant en compte la forme réelle du profil spatial de la tache focale par rapport à une gaussienne parfaite (le rapport entre la puissance encerclée à mi-hauteur de la tache focale sur la puissance encerclée à mi-hauteur d'une gaussienne $\mathcal{P}_{ce \text{ Gaussienne}} = 0,5$; pour une gaussienne parfaite $\kappa_{\mathcal{P}} = 1$). Ainsi l'intensité maximale corrigée I_{max}^{cor} devient :

$$I_{max}^{cor} = \kappa_{\mathcal{P}} I_{max}. \quad (2.4)$$

2.1.1 Calorimétrie : Energie

Pour mesurer l'énergie d'une impulsion laser, nous utilisons généralement des calorimètres. Un calorimètre est un instrument de mesure, très simple d'utilisation, généralement placé avant le compresseur par souci de commodité (le compresseur étant généralement sous vide et son efficacité¹ est connue à l'aide de tir de calibration). Il mesure l'énergie du laser par tir. Cette énergie mesurée \mathcal{E}_{mes} est l'intégration temporelle de la puissance du laser. Elle comprend l'énergie dans l'impulsion principale du laser \mathcal{E}_{pic} ainsi que l'énergie comprise dans le piedestal dû à l'amplification de l'émission spontanée ASE \mathcal{E}_{pp} (voir partie 1.1.4). Lors des calculs de la puissance du laser (\mathcal{E}/τ_L avec τ_L la durée d'impulsion du laser), il est commun de considérer l'énergie mesurée comme étant l'énergie présente dans l'impulsion principale $\mathcal{E}_{mes} = \mathcal{E}_{pic}$. L'erreur de la plupart des calorimètres va de 3 % à 10 % [Gentec 2016].

2.1.2 Imagerie de la tache focale : Fluence

La méthode la plus simple pour obtenir la distribution spatiale en énergie du laser, est d'utiliser un système d'imagerie pour créer l'image de la tache focale sur une caméra. Le problème majeur de cette imagerie est qu'elle ne peut se faire avec l'énergie maximale

1. Efficacité définie tel que $\eta = \mathcal{E}_{ap}/\mathcal{E}_{av}$ avec \mathcal{E}_{av} l'énergie avant le compresseur et \mathcal{E}_{ap} l'énergie après le compresseur

du laser (conditions de tir réel) car les seuils d'endommagement des optiques/caméras sont très inférieurs à la fluence du laser. Il est donc nécessaire de diminuer l'énergie du laser, soit en ajoutant des densités optiques, soit en supprimant des étages d'amplification du laser, soit en ajoutant des réflexions multiples sur des prismes cales (*Wedge prism*). Ces deux méthodes peuvent déformer la tache focale imagée par rapport à la tache focale réelle à pleine énergie.

2.1.3 Autocorrélateur 2ω mono-coup : Durée de l'impulsion

L'autocorrélateur 2ω mono-coup est un diagnostic permettant de caractériser la durée d'une impulsion laser, avec seulement une seule impulsion, lorsqu'elle est trop courte pour être mesurée par une méthode directe (la photodiode rapide par exemple permet de mesurer seulement les durées d'impulsions laser supérieures à la centaine de picosecondes). Cette mesure est indirecte et repose sur le principe de l'autocorrélation d'un signal. Le dispositif consiste à séparer l'impulsion laser en deux impulsions identiques de dimension spatiale d (voir figure 2.1). L'idée d'un autocorrélateur est d'envoyer ces deux impulsions dans un cristal doubleur avec un angle α (cf. figure 2.1a). Les amplitudes des champs laser vont s'additionner pour créer un faisceau laser doublé en fréquence 2ω , tel que décrit dans la section 1.1.6. La direction de propagation du faisceau 2ω ainsi créé est la bissectrice des directions de propagation des deux impulsions incidentes. L'intensité du faisceau 2ω dépend du carré de la somme de l'intensité des deux faisceaux. Le profil radial d'intensité de la lumière à 2ω correspond à l'autocorrélation de l'impulsion laser mère (cf. figure 2.1c)[Salin 1987].

Pour mieux comprendre cette autocorrélation, nous allons décrire la corrélation entre un faisceau (nommé « sonde ») avec un faisceau de durée d'impulsion infiniment courte (faisceau de référence). Les deux faisceaux sont envoyés dans le cristal doubleur de fréquence, avec un angle α . L'interaction entre les deux faisceaux crée une émission de lumière à 2ω (direction $\alpha/2$). A ce temps précis, le faisceau « sonde », possédant une durée d'impulsion de plusieurs dizaines de femtosecondes, est traversé par le faisceau de référence. L'émission 2ω résultante, dépendant de l'intensité au carré de l'impulsion dans le cristal, ne sera donc pas spatialement uniforme, bien que unidirectionnelle (La correspondance entre le temps et l'espace rendront l'émission 2ω au centre de l'impulsion plus importante que l'émission en périphérie). Elle correspond à la trace de la corrélation entre notre faisceau « sonde » et notre faisceau de référence (cf. figure 2.1b). Dans le cas où l'impulsion possède une forme temporelle gaussienne, la forme spatiale de l'émission 2ω $S_{cor}(x)$ sera une gaussienne de largeur à mi-hauteur fonction de la durée d'impulsion du faisceau « sonde » :

$$S_{cor}(x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t + \tau)\delta(t - \tau)dt \propto e^{\left(-\frac{x^2}{2\sigma_t}\right)}, \quad (2.5)$$

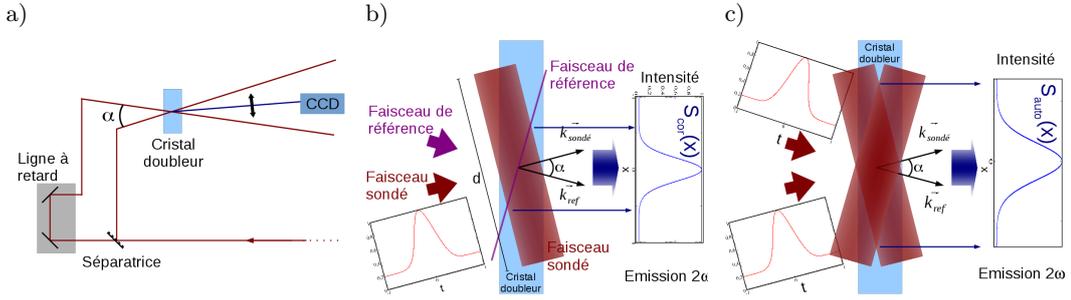


FIGURE 2.1: a) Schéma optique d'un autocorrélateur 2ω . b) Schéma de principe de la corrélation entre une impulsion laser dite « sonde » (rouge) et une impulsion infiniment courte (magenta) dans un cristal doubleur. c) Schéma de principe de l'autocorrélation d'une impulsion laser.

avec $I(t)$ la forme temporelle de l'intensité laser, σ la demi-largeur à $1/e$, $\tau = \frac{nx \sin \alpha/2}{c}$ le délai géométrique et n l'indice du cristal. Cette émission peut ensuite être enregistrée par une caméra possédant un temps d'acquisition assez long (de l'ordre de la milliseconde). Dans le cas de l'autocorrélation d'un signal (cas des autocorrélateurs 2ω), le principe de fonctionnement est un peu plus compliqué car les deux faisceaux possèdent une durée d'impulsion de plusieurs femtosecondes. Cependant le principe est le même que celui expliqué précédemment. Soit le profil de l'autocorrélation :

$$S_{auto}(x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t+\tau)I(t-\tau)dt \propto \frac{1}{2}\sqrt{\pi}e^{\left(-\frac{\tau^2}{\sigma_t^2}\right)} \propto \frac{1}{2}\sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{auto}^2}\right). \quad (2.6)$$

Le profil possède une forme gaussienne définie par la demi-largeur à $1/e$ d'autocorrélation $\sigma_{auto} = \sigma_t/\sqrt{2}$ (cf. figure 2.1c).

2.1.4 Autocorrélateur 3ω : Contraste de l'impulsion

L'évolution temporelle de l'intensité d'un laser n'est jamais une parfaite gaussienne. En général, il existe une ASE (partie 1.1.4) pouvant créer de l'énergie en sortie de laser non désirée. La caractérisation de cette intensité précédant l'impulsion principale est appelée contraste du laser en intensité. Dans des cas de faibles puissances, ce contraste n'est pas important car l'énergie que va délivrer cette pré-impulsion est inférieure au seuil d'ionisation de la matière définissant la cible. Cependant avec l'avènement des lasers de forte intensité $> 10^{18}$ W/cm², la pré-impulsion peut être assez forte et peut changer les propriétés de la cible voir même la détruire ($I_{seuil} \approx 10^9$ W/cm²). A titre d'exemple, si un laser d'intensité 10^{18} W/cm² possède un contraste de 10^{-6} , cela signifie que l'intensité sur cible avant l'interaction principale est de 10^{12} W/cm², largement suffisante pour créer un plasma sur cible et donc changer les propriétés de la matière. Il est donc très important de bien connaître le contraste de notre laser dans le but de mieux comprendre nos expériences.

Il existe différents diagnostics pouvant le déterminer. Le plus simple est la photodiode rapide. Si la pré-impulsion dure plusieurs nanosecondes, une photodiode rapide est capable de la voir et donc de la caractériser de manière grossière. Le deuxième diagnostic plus compliqué mais plus précis est l'autocorrélateur 3ω .

L'idée générale de l'autocorrélateur est de faire interagir un faisceau doublé en fréquence avec un faisceau non perturbé dans un cristal tripleur. L'interaction de ces deux faisceaux dans le cristal va créer un faisceau de pulsation 3ω pouvant être mesuré. Une ligne à retard permet de faire varier le retard Δt entre les deux faisceaux. Mathématiquement cette opération se traduit par une corrélation du faisceau 1ω non perturbé avec le faisceau 2ω . De façon pratique, l'autocorrélateur possède un certain nombre de lames séparatrices. La première est utilisée pour créer deux faisceaux que nous allons appeler « sonde » et « 1ω ». Le faisceau « sonde » va ensuite être doublé en fréquence. L'efficacité du doublage en fréquence dépend de l'intensité du faisceau au carré. Le faisceau ayant initialement une forme de gaussienne va devenir une gaussienne avec une largeur à mi-hauteur plus petite que précédemment, tout en réduisant la partie de pré-impulsion. En utilisant la ligne à retard sur le faisceau 1ω , il est possible de tracer l'autocorrélation 3ω de l'impulsion donnant le contraste (cf. figure 2.3). La figure 2.2 illustre le schéma de principe de l'autocorrélateur 3ω .

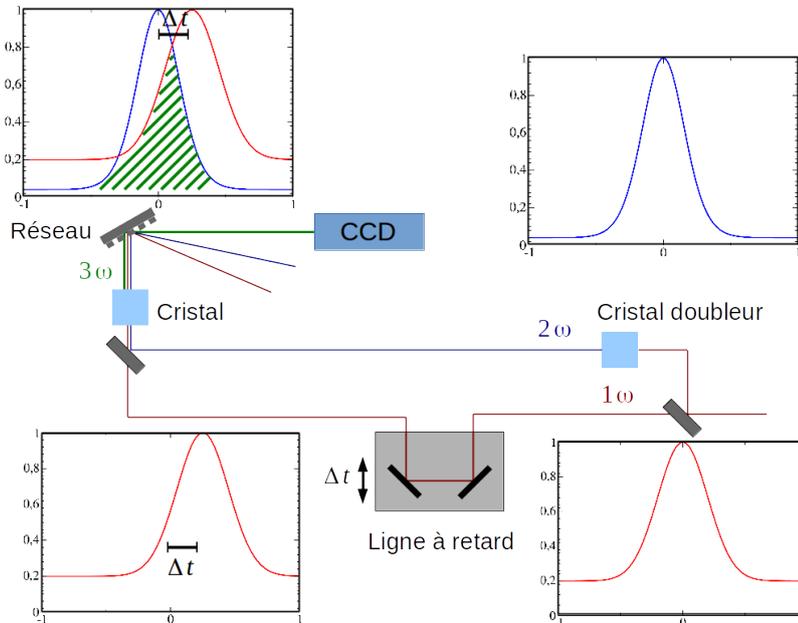


FIGURE 2.2: Schéma d'un autocorrélateur pour une position de ligne à retard Δt .

2.2 DIAGNOSTICS DE DENSITÉ ÉLECTRONIQUE DANS UN PLASMA

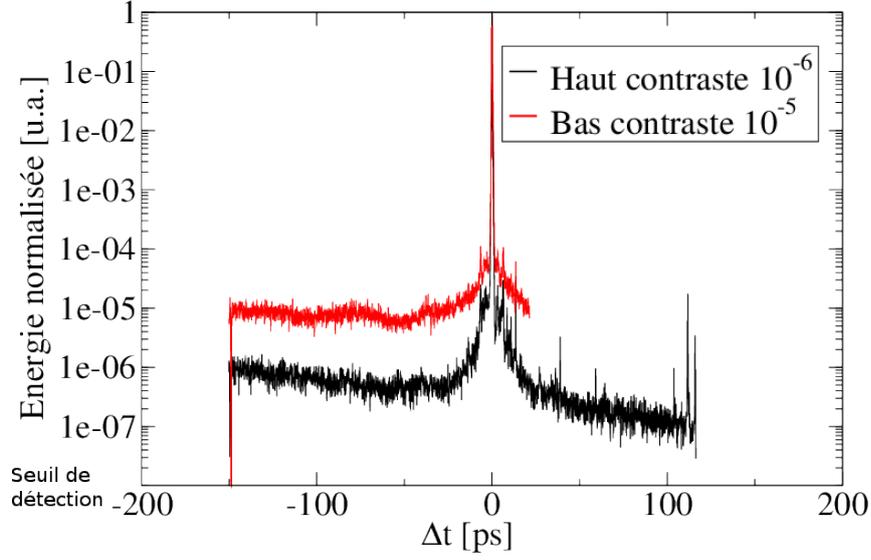


FIGURE 2.3: Exemple de deux signaux d'autocorrélation 3ω du laser Eclipse (voir 3.1) donnant deux contrastes différents : Contraste de 10^{-6} et 10^{-5} .

2.2 Diagnostics de densité électronique

2.2.1 Ombroscopie

Le principe de l'ombroscopie repose sur le fait que la trajectoire de la lumière peut être influencée par la densité du plasma. Pour bien comprendre ce changement de direction, il est nécessaire d'étudier la propagation d'un rayon de lumière à travers un plasma. Ceci est appelé *ray tracing* et repose sur l'optique géométrique (bien que ces résultats peuvent également être obtenus à l'aide de l'optique ondulatoire). Une onde électromagnétique peut être représentée par un champ électrique E_L de pulsation ω . Les équations de propagation de son amplitude sont :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} N^2 \right] E_L = 0, \quad (2.7)$$

avec $N = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2/\omega^2}$ l'indice de réfraction du plasma, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e^2}{m_e \epsilon_0}}$ la fréquence plasma, n_e la densité du plasma, c la vitesse de la lumière, m_e la masse d'un électron et e la charge d'un électron. Nous recherchons une solution de l'équation (2.7) sous la forme de l'équation suivante :

$$E_L = \tilde{E}_L(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega(S(\mathbf{r})/c - t)), \quad (2.8)$$

où $S(\mathbf{r})$ est la fonction eikonale, permettant de définir le vecteur d'onde comme $\mathbf{k} = (\omega/c)\nabla S$. En supposant que \tilde{E}_L soit faiblement variable en temps et en espace, ainsi que $\lambda/L \ll 1$ avec L la distance caractéristique du milieu, il est possible de trouver l'équation

eikonale (2.9) :

$$|\nabla S(\mathbf{r})|^2 = N^2, \quad (2.9)$$

où les variations de $\tilde{E}_L(\mathbf{r}, t)$ sont négligées. Pour un rayon, la vitesse de phase est $v_\phi = \omega/|\mathbf{k}| = c/|\nabla S|$ et la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial\mathbf{k} = c\nabla S$ (correspondant à la vitesse de transport de l'énergie). La trajectoire $\mathbf{x}(t)$ peut être obtenue :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}_g = c\nabla S & ; \quad \frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = c \frac{d\nabla S}{dt} = c(\mathbf{v}_g \cdot \nabla)(\nabla S) \\ & = \nabla \left(\frac{c^2}{2} N^2 \right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

où t est le temps de propagation du rayon le long de la trajectoire. En remplaçant l'indice de réfraction N par sa valeur donnée dans l'équation (2.7), l'équation du mouvement du rayon prend la forme :

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = -\frac{c^2}{2} \nabla \frac{n_e}{n_c}, \quad (2.11)$$

où la densité critique n_c est la densité électronique pour laquelle la pulsation du plasma est égale à la pulsation du laser ($\omega_{pe} = \omega_{Laser}$). La trajectoire d'un rayon lumineux dans un gradient de densité constant est une parabole.

L'ombroscopie consiste à faire propager un laser, de diamètre d , à travers un plasma de taille \mathcal{C} , avec $d > \mathcal{C}$. Les gradients de densité du plasma déforment la trajectoire des rayons lumineux. Cette déformation de la trajectoire va ainsi permettre de créer une image du plasma². Lors de l'utilisation d'un tel diagnostic pour les plasmas, il est nécessaire d'imager la zone d'intérêt (position du plasma), avec un système d'imagerie (cf. figure 2.4). Ce diagnostic, très simple, permet de manière aisée de réaliser une synchronisation entre deux faisceaux (cf. figure 2.5) avec une résolution temporelle d'une centaine de femtosecondes (dépendant de la durée d'impulsion du faisceau laser). Les deux faisceaux vont être nommés « sonde » et « pompe ». Le faisceau « pompe » de plus forte intensité que le faisceau « sonde » est focalisé dans l'air. La densité d'énergie dépassant le seuil d'ionisation de l'azote ($\approx 80\%$ de l'air) crée un plasma. Le faisceau « sonde » passant à travers le plasma créé par le faisceau « pompe » est imagé à l'aide d'un système d'imagerie. Ainsi, il est possible d'observer la diminution d'intensité du faisceau « sonde » se propageant à travers le plasma (cf. figure 2.6). En ajustant la ligne à retard, dans le but de diminuer la trajectoire du faisceau « sonde », jusqu'à disparition du plasma, il est possible de synchroniser les deux faisceaux (correspondant à la disparition totale de l'image du plasma

2. Les ombres chinoises sont une analogie enfantine de l'ombroscopie. La densité des mains, supérieure à la densité critique n_c , crée un gradient de densité infinie à la surface des mains. La lumière ne sera donc pas réfléchi sur cette surface. Les raies étant ainsi réfléchies vont créer une ombre sur un écran/mur blanc.

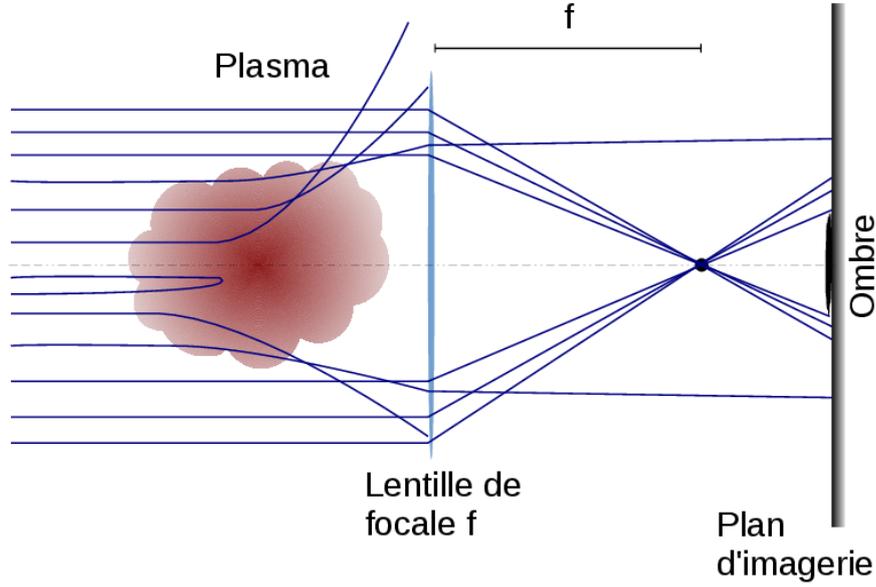


FIGURE 2.4: Schéma de principe du diagnostic d'ombroscopie.

sur le plan image).

2.2.2 Interférométrie

Pour obtenir le profil de densité d'un plasma, il est possible d'utiliser un diagnostic d'interférométrie. Ce diagnostic repose sur la nature ondulatoire de la lumière et sur la linéarité de son champ électrique ($\mathbf{E}_{tot} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$). En effet, les champs électriques venant de deux faisceaux différents s'additionnent et créent des sur/sous intensités lumineuses appelées franges. En détail, nous allons prendre le cas de deux ondes de longueur d'onde identique $E_1 \exp i(\omega t + \phi_1)$ et $E_2 \exp i(\omega t + \phi_2)$ avec E les amplitudes des deux ondes, ω la pulsation du laser et ϕ la phase. L'addition de ces deux ondes donne :

$$E_t = E_1 e^{i(\omega t + \phi_1)} + E_2 e^{i(\omega t + \phi_2)} \quad (2.12)$$

$$E_t = (E_1 + E_2 e^{i(\phi_2 - \phi_1)}) e^{i(\omega t + \phi_1)} \quad (2.13)$$

$$E_t = (E_1 + E_2 e^{i\Delta\phi}) e^{i(\omega t + \phi_1)}, \quad (2.14)$$

avec $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ le déphasage entre les deux ondes. L'intensité lumineuse observée I_L est proportionnelle au champ électrique au carré soit :

$$I_L \propto |E_t|^2 = (E_1^2 + E_2^2) \left(1 + \frac{2E_1 E_2}{E_1^2 + E_2^2} \cos \Delta\phi \right). \quad (2.15)$$

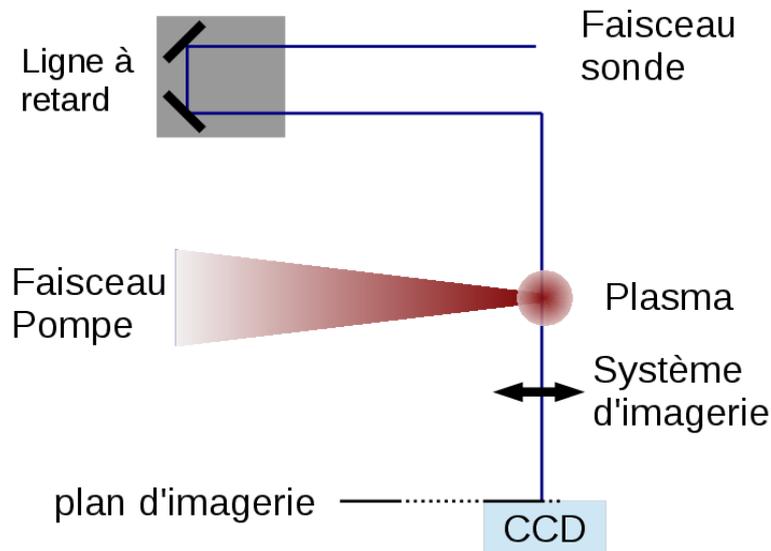


FIGURE 2.5: Configuration expérimentale utilisant l'ombroscopie pour la synchronisation de deux faisceaux.

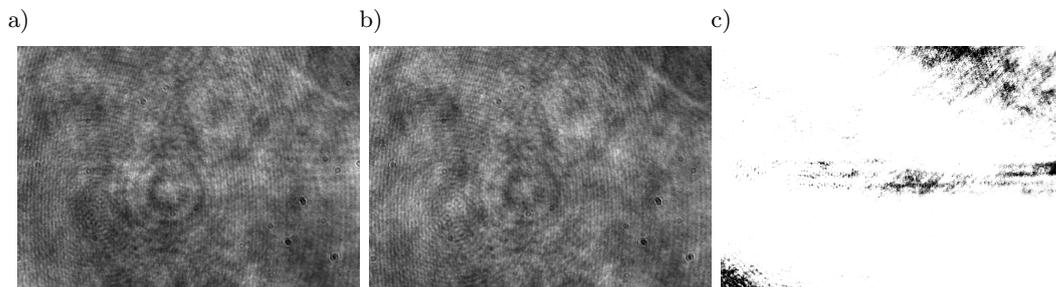


FIGURE 2.6: Exemple d'image d'ombroscopie d'un plasma créé par laser dans l'air. a) Image d'ombroscopie du plasma pour $\Delta t = 1.3$ ps. b) Image de référence sans laser « pompe » servant de bruit de fond. (c) Soustraction de l'image de bruit de fond avec l'image du plasma.

L'intensité lumineuse observée est composée de plusieurs parties, une partie constante $E_1^2 + E_2^2$ et une partie variant en fonction du déphasage $2E_1E_2 \cos \Delta\phi$. Cette partie crée de manière périodique des sur/sous intensités (allant de $I_{min} = (E_1 - E_2)^2$ à $I_{max} = (E_1 + E_2)^2$ ou dans le cas $E_1 = E_2$, de $I_{min} = 0$ à $I_{max} = 4E_1^2$).

Le déphasage d'une onde vient, pour la plupart des cas, de la différence de chemin optique $\int N dl$ entre les ondes, avec N l'indice du milieu et l la distance curviligne. Le chemin optique est relié à la phase d'une onde par $\phi = \int k dl = \int N \frac{\omega}{c} dl$. Comme décrit dans l'Annexe B, l'indice d'un plasma magnétisé est :

$$\check{N}^2 = 1 - \frac{X}{1 - \nu_{ei}/\omega - \frac{Y_{\perp}^2}{2(1-X-\nu_{ei}/\omega)} \pm \sqrt{\frac{Y_{\perp}^4}{4(1-X-\nu_{ei}/\omega)^2} + Y_z^2}}, \quad (2.16)$$

avec $X = (\omega_{pe}/\omega)^2$, ω_{pe} la pulsation plasma électronique, $Y = \omega_{ce}/\omega$, $\omega_{ce} = eB/m_e$ la pulsation cyclotronique électronique, B le champ magnétique externe du plasma et ν_{ei} la fréquence de collision électrons-ions. Dans le cas de l'interférométrie, le plasma (généralement non-magnétisé $Y = 0$) doit être sous-critique ($X < 1$) pour permettre la propagation de la lumière. De plus si la densité normalisée X est très inférieure à 1, le plasma est peu collisionnel soit $\nu_{ei} \approx 0$, nous avons :

$$\begin{aligned} N^2 &= 1 - X \\ &= 1 - \frac{n_e}{n_c}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Ainsi, le déphasage devient :

$$\Delta\phi = \int (k_{plasma} - k_{reference}) dl \quad (2.18)$$

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} \int \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} - 1 \right) dl. \quad (2.19)$$

Dans le cas où $n_e/n_c \ll 1$,

$$\Delta\phi = \frac{-\omega}{2c} \int \frac{n_e}{n_c} dl. \quad (2.20)$$

Cette formule approchée nous donne le déphasage moyen lors de la traversée du plasma. Ce déphasage est proportionnel à l'intégrale de la densité électronique sur la distance de propagation de l'onde.

Il existe plusieurs méthodes permettant d'obtenir des franges d'interférences : par exemple l'interféromètre de Michelson initialement utilisé dans le but de prouver l'existence de l'Éther [Michelson 1887] ou encore l'interféromètre de Mach-Zehnder beaucoup utilisé dans les diagnostics VISAR [Dolan 2006] ou dans le contrôle qualité d'optique de grande

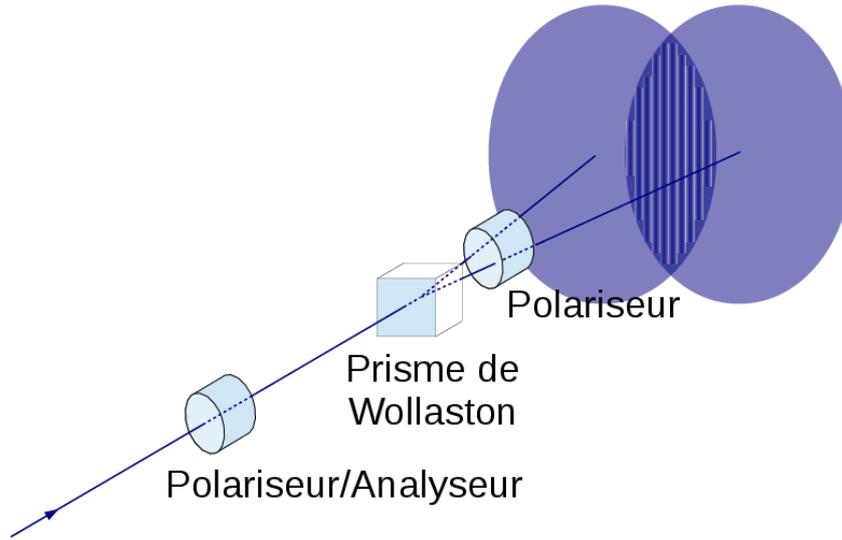


FIGURE 2.7: Schéma d'un interféromètre de type Nomarski utilisant un cube de Wollaston.

précision [Schmitt 1999]. Nous allons voir ici un interféromètre basé sur un Bi-prisme, l'interféromètre de Nomarski [Martinkova 2010]. Le principale avantage de cet interféromètre est sa simplicité de réalisation, d'utilisation ainsi que son aspect compact.

L'interféromètre de Nomarski repose sur la décomposition de la lumière par un bi-prisme (cf. figure 2.7). Dans notre cas, le prisme sera un Wollaston [Collett 2012]. Ce cube projette le champ électrique du laser \mathbf{E} suivant deux directions orthonormées différentes ($\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y$ soit $\mathbf{E}_1 = E_x \mathbf{e}_x$ et $\mathbf{E}_2 = E_y \mathbf{e}_y$). Ces deux projections du champ électrique se propagent suivant deux directions séparées d'un angle α . Les champs électriques de chaque onde ne permettent pas de créer d'interférence constructive ou destructive. Il est donc nécessaire d'ajouter un polariseur à 45° (direction \mathbf{e}_a). Ainsi les composantes de projections identiques peuvent interférer ($\mathbf{E}_1 = E_1/2 \mathbf{e}_a$ et $\mathbf{E}_2 = E_2/2 \mathbf{e}_a$).

Un système d'imagerie doit produire une image du plasma qui est ensuite séparée suivant les deux directions de polarisation par le biprisme. Ainsi, une des images du plasma doit se trouver dans la zone d'interférence et être superposée à la deuxième image comme représenté sur la figure 2.8. Les franges obtenues représentent les iso-déphasages créés par le plasma. Il est donc possible d'obtenir une carte de déphasage créée par le plasma.

La carte de déphasage obtenue donne en chaque point l'intégral du déphasage sur le chemin de l'onde. Ceci n'est en général pas suffisant pour obtenir le profil de densité traversée. Toutefois, dans le cas d'une symétrie du plasma cylindrique, il est possible d'appliquer une transformée d'Abel, transformation mathématique, dans le cas d'une symétrie cylindrique, permettant d'obtenir la dépendance radiale (fonction de r) d'une fonction dépendant d'une direction du système cartésien (par exemple y) tel que le montre la fi-

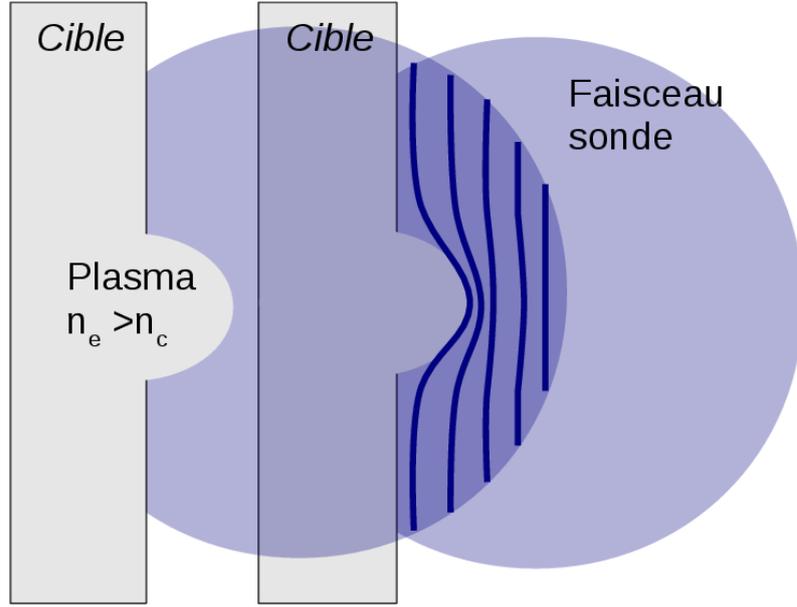


FIGURE 2.8: Schéma du plan d'imagerie possédant les deux images dues à la séparation par le cube de Wollaston.

gure 2.9. Mathématiquement, nous pouvons représenter ce changement de coordonnées par les deux équations suivantes :

$$\begin{aligned} F(y) &= \int_{-z_0}^{z_0} f(r) dz \text{ avec } z = \sqrt{r^2 - y^2}, \\ &= 2 \int_y^a f(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$f(r) = \frac{-1}{\pi} \int_r^a \frac{dF}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}, \quad (2.22)$$

avec $F(y)$ la fonction définie sur la direction e_y , a la taille de l'objet, r la coordonnée radiale et $f(r)$ la fonction dans la direction e_r . Dans le cas de l'interférométrie :

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{2cn_c} \int_{-z_0}^{z_0} n_e(r) dz. \quad (2.23)$$

En réalisant le changement de variable $z = \sqrt{r^2 - y^2}$:

$$\Delta\phi = \frac{2\omega}{2cn_c} \int_y^a n_e(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (2.24)$$

soit la transformée inverse pour obtenir $n_e(r)$:

$$n_e(r) = \frac{-2cn_c}{\pi\omega} \int_r^a \frac{d\Delta\phi}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (2.25)$$

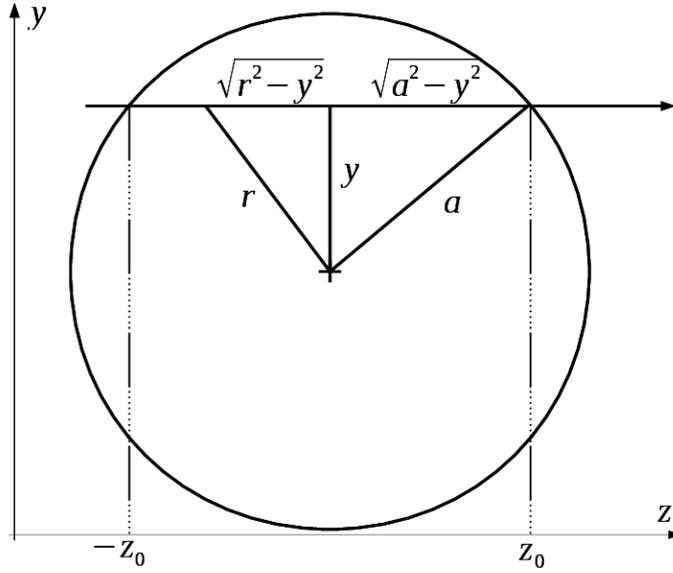


FIGURE 2.9: Géométrie dans le cas d'une transformée d'Abel.

Trouver $n_e(r)$, en utilisant l'équation 2.25 est souvent très compliqué. Les solutions numériques sont très sensibles au bruit et ont souvent des discontinuités proches de l'axe. Une méthode pour rendre plus facile l'inversion est de décomposer la fonction à inverser en une somme de fonctions admettant des transformées d'Abel analytiques. Cette méthode est équivalente à un filtrage spatial car l'interpolation en gaussienne élimine le bruit. Ainsi la transformée d'Abel d'une gaussienne $F(y) = a_0 \exp(-x^2/(2\sigma_0^2))$ est analytique et donne :

$$f(r) = \sigma_0 a_0 \sqrt{2\pi} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_0^2}} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{a^2}{2\sigma_0^2} - \frac{r^2}{2\sigma_0^2}} \right), \quad (2.26)$$

avec erf la fonction erreur. Dans un cas où $a \gg r$:

$$f(r) = \sigma_0 a_0 \sqrt{2\pi} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_0^2}}. \quad (2.27)$$

La transformée d'Abel d'une gaussienne donne alors une gaussienne de même largeur à mi-hauteur. Cette transformée est très pratique car cela permet d'avoir une bonne évaluation de la densité radiale dans le cas de plasmas créés par laser (généralement de tache focale gaussienne).

2.3 Diagnostics du champ magnétique

Les champs magnétiques peuvent jouer un rôle très important dans les plasmas. En effet, la simple présence d'un champ peut guider les particules chargées [Glinsky 1995] [Artsimovich 1980], peut affecter les propriétés du transport des électrons supra-thermiques

[Robinson 2012] ou même faire rayonner ces particules chargées (rayonnement cyclotron [Franklin 1976]). Il est donc très important de bien mesurer ces champs. Nous allons voir dans cette section deux méthodes de caractérisation des champs magnétiques. Dans un premier temps, la défectométrie protonique et dans un second temps, la polarimétrie. Une autre méthode pouvant être employée, que nous ne détaillerons pas, est l'observation de l'effet Zeeman [Jahoda 1963]. Cet effet sépare les différents niveaux énergétiques atomiques pouvant être observés à l'aide d'un spectromètre.

2.3.1 Défectométrie protonique

La radiographie protonique est un diagnostic de champ magnétique basé sur la force de Lorentz \mathbf{F}_L :

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}, \quad (2.28)$$

avec q la charge de la particule, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{v} la vitesse de la particule et \mathbf{B} le champ magnétique. Cette force représente l'influence des champs extérieurs électriques et/ou magnétiques sur une particule chargée. La force de Lorentz est à la base du fonctionnement de nombreux diagnostics tels que la parabole de Thomson [Harres 2008] ou le spectromètre à particules chargées (électrons ou protons) [Chen 2008b]. Dans les deux exemples cités précédemment, les champs sont constants et parfaitement connus. La force de Lorentz permet de déterminer l'énergie et le type de la particule (charge et masse). Dans le cas de la défectométrie protonique, nous ne connaissons ni la forme, ni la force des champs, cependant nous connaissons l'énergie des particules incidentes. Le but de ce diagnostic est de retrouver les formes et forces des champs. Afin d'avoir une résolution spatiale, un faisceau de protons est envoyé sur le plasma à sonder (créé à l'aide d'un laser de forte puissance par exemple). Le détecteur est généralement un empilement de films radiochromiques. Un schéma typique de radiographie protonique se trouve figure 2.10.

2.3.1.1 Génération de protons

La défectométrie protonique nécessite une quantité importante de protons pouvant posséder une grande gamme d'énergie (si une grande résolution temporelle est souhaitée). Pour obtenir une telle source, il est possible d'utiliser l'interaction d'un laser de forte puissance focalisé sur une cible de numéro atomique Z élevé. Cette interaction crée un faisceau de protons par mécanisme T.N.S.A. (cf. partie 1.2.4). De façon typique, le faisceau de protons possède des énergies allant jusqu'à 20 MeV. Dans le but d'avoir une référence spatiale, une grille est ajoutée sur le trajet des protons. Cette grille en matériau à Z suffisamment élevé (par exemple le cuivre) permet de stopper les protons sur le trajet de cette grille. Ainsi l'image sur le détecteur sera un paterne de grille.

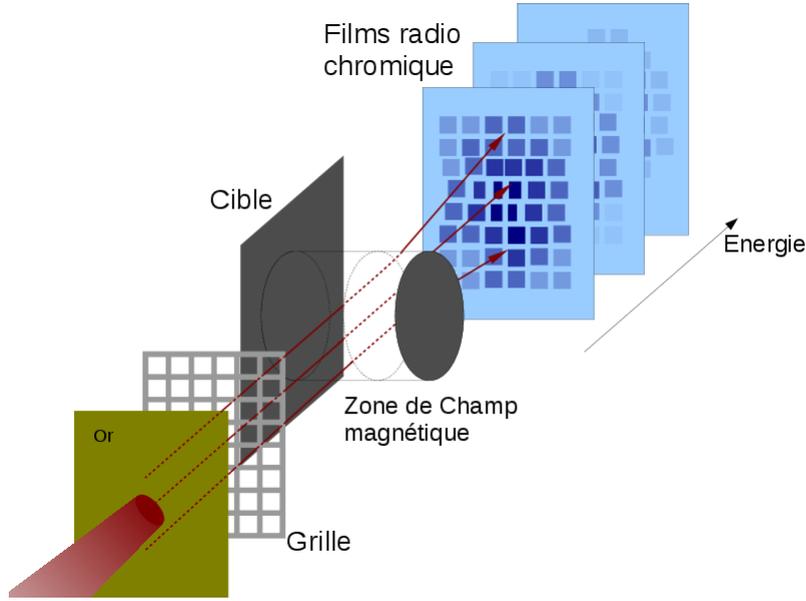


FIGURE 2.10: Schéma typique de déflectométrie protonique.

2.3.1.2 Imagerie protonique

La création de l'image se fait par projection de l'objet sur le plan image. La résolution de cette imagerie dépend de la taille apparente de la source de protons. Le grandissement géométrique de l'image est $M = (l + L)/L$ avec l la distance entre la feuille génératrice de protons (généralement Or) et la position à sonder et L la distance entre la position à sonder et le détecteur (films radio-chromiques). Sur cette image, la grille permet d'avoir une référence spatiale du faisceau de protons. Pour avoir une idée des champs électriques et magnétiques présents dans la zone d'interaction, il est nécessaire d'obtenir la déformation D du maillage créé par la grille avec et sans champs électriques et magnétiques.

Le cas le plus simple correspond à une zone d'interaction de taille L_p possédant uniquement un champ électrique $\mathbf{E} = E\mathbf{e}_y$. Ce champ électrique va ainsi créer une force de déformation $\mathbf{F}_D = eE\mathbf{e}_y$ faisant dériver le proton à la vitesse de dérive $\mathbf{v}_D = \int \frac{e}{m_p} E dt \mathbf{e}_y$. Cette vitesse de dérive va ainsi changer la position finale du proton par rapport à sa position sans champ d'une distance de déformation D (cf. figure 2.11). En général, il est possible numériquement de calculer la déformation D associée à n'importe quel champ électrique et magnétique :

$$D = \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_y = \frac{e}{m_p} \int \int E_y(t) dt dt + \frac{e}{m_p} \int \int \mathbf{v} \times \mathbf{B}(t) dt dt \cdot \mathbf{e}_y. \quad (2.29)$$

Il est ensuite possible de varier les champs électriques et magnétiques jusqu'à obtenir une image synthétique similaire à l'image mesurée expérimentalement.

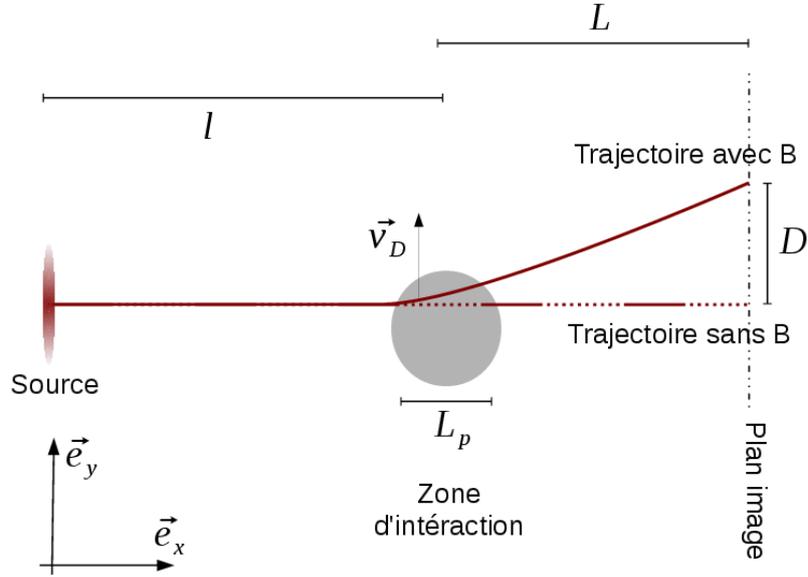


FIGURE 2.11: Schéma de la déformation créée par une vitesse de dérive v_D pouvant être créée par un champ électrique suivant la direction e_y ou un champ magnétique suivant e_z .

2.3.1.3 Films radio-chromiques

Les films radio-chromiques sont composés de polymère (PP +PTFE) [Zahra 2010]. Nous les utilisons en général en empilement, permettant ainsi d'avoir une résolution énergétique.

Le dépôt d'énergie des protons dans la matière (donc dans les films radio-chromiques) suit la courbe de Bragg (cf. figure 2.13) [Bragg 1906]. Cette courbe décrit la perte d'énergie d'une particule chargée traversant la matière, donc ionisant les atomes sur son passage. Lorsque l'énergie de la particule est suffisamment faible, la fréquence de collisions entre les protons et les ions/électrons de la matière devient plus importante et le pouvoir d'arrêt de la particule augmente. La figure 2.12 donne un exemple des pouvoirs d'arrêt électronique et ionique d'un proton dans de l'aluminium. L'augmentation finale du pouvoir d'arrêt va se traduire par un dépôt d'énergie localisé (position du pic de Bragg ; figure 2.13).

Théoriquement, l'équation de Bethe-Block[Bethe 1953a] permet de déterminer le pouvoir d'arrêt pour une particule relativiste [Sigmund 2014].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{N z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (2.30)$$

avec $\frac{dE}{dx}$ le pouvoir d'arrêt, N le nombre d'atomes par cm^2 dans le milieu traversé, z la charge de la particule se propageant normalisée à e , $\beta = v/c$ la vitesse normalisée à c et I

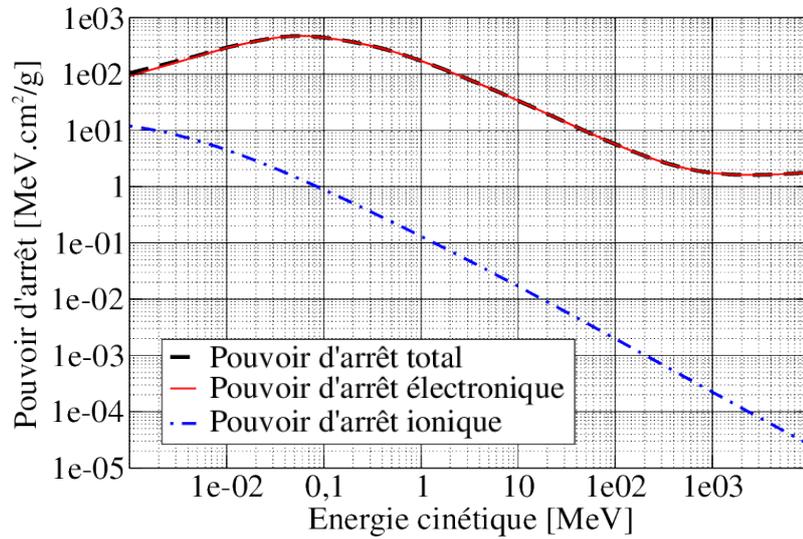


FIGURE 2.12: Exemple de pouvoir d'arrêt d'un proton dans de l'Aluminium (Table NIST[Anderson 2015]). Nous pouvons également observer les effets des ions et électrons sur le pouvoir d'arrêt.

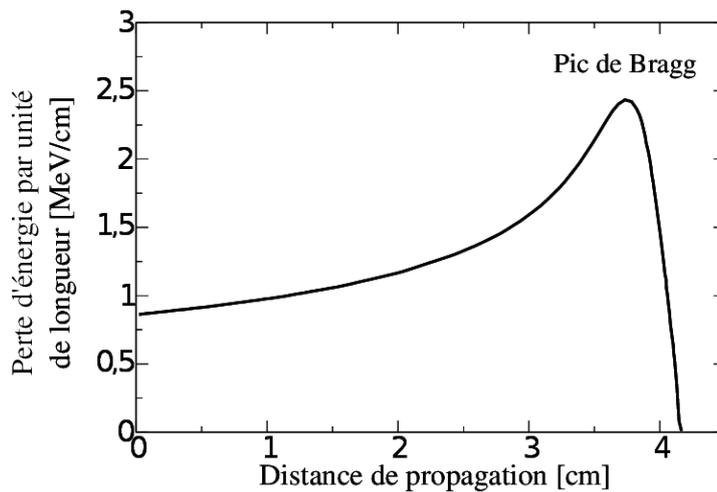


FIGURE 2.13: Exemple de courbe de Bragg : Perte d'énergie par unité de longueur d'une particule alpha de 5.49 MeV dans l'air.

la moyenne du potentiel d'ionisation (peut être obtenue dans des tables de données, par exemple [Bethe 1953a]). En pratique, le NIST (National Institute of Standards and Technology) a créé des tables référençant les pouvoirs d'arrêts pour la plupart des matériaux [Anderson 2015].

Ces pouvoirs d'arrêts nous donnent une relation entre la profondeur du pic de Bragg dans la matière et l'énergie de la particule. Il devient donc possible, en utilisant des empilements de films radio-chromiques d'avoir une idée de l'énergie des protons incidents (plus le dépôt d'énergie des protons sera sur des empilements profonds, plus l'énergie incidente du proton sera élevée). Ces empilements (d'épaisseurs connues et donc de pouvoirs d'arrêts connus) nous permettent ainsi d'obtenir une résolution en énergie des protons incidents.

Il reste cependant à faire attention au fait que la particule même très énergétique va ioniser les atomes des films sur son passage. Il est donc nécessaire d'effectuer un post-traitement dans le but de supprimer son influence et ainsi de retrouver la résolution énergétique et spatiale du détecteur. L'énergie d'une particule étant liée à sa vitesse, l'empilement de films va donc également donner une information sur l'évolution temporelle des champs du plasma en accord avec le temps de vol (TOF, Time Of Flight) entre la cible source des particules sondes et l'échantillon plasma en étude (pouvant scanner des temps de l'ordre de plusieurs picosecondes).

2.3.2 Polarimétrie et interférométrie croisée

La polarimétrie est une méthode couramment utilisée en astrophysique ainsi que dans les Tokamaks (Fusion par confinement magnétique). Elle consiste à mesurer l'influence du champ magnétique sur la polarisation d'une onde électromagnétique « sonde » traversant le milieu magnétisé. De manière générale, ce changement de polarisation se divise en deux effets.

Le premier effet est la rotation de Faraday (Michael Faraday 1845), c'est-à-dire la rotation d'un angle α de la polarisation de l'onde si sa direction de propagation se trouve dans la même direction que le champ magnétique \mathbf{B} . Cet effet existe également dans les solides, suivant dans ce cas la formule très simple $\alpha = V.L.B$, avec V la constante de Verdet (par exemple valant $0,12 \text{ min/G.cm}$ pour la silice à 600 nm [Ruan 2005]), L la distance traversée dans le solide en cm et B le champ magnétique en Gauss. Cet effet est très utile dans la technologie laser. Il est le principe de base d'un isolateur optique appelé rotateur de Faraday lorsqu'il est couplé avec un polariseur (permettant à la lumière de se déplacer dans un seul et unique sens) [Turner 1981]. L'isolateur empêche à la lumière du laser de revenir en amont de la chaîne laser, empêchant les dommages. La rotation de Faraday se retrouve également dans les plasmas. Elle est très utilisée dans les plasmas de fusion magnétique [Kunz 1978] et astrophysique [Zavala 2005] sous sa forme la plus simple

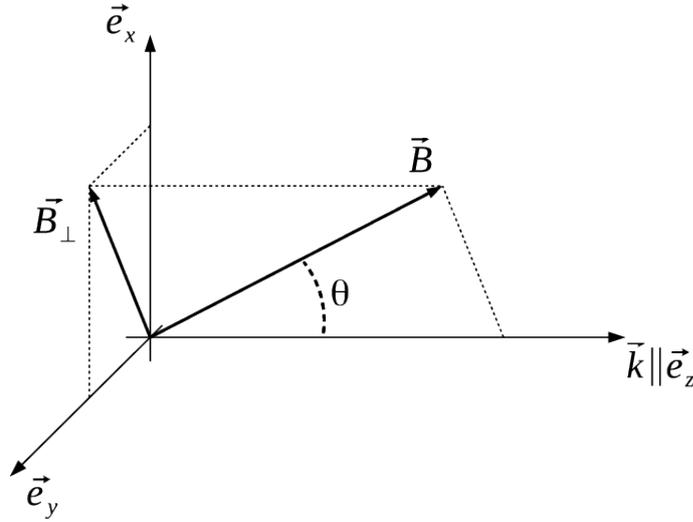


FIGURE 2.14: Système de coordonnées décrivant la direction du champ magnétique.

(si $Y \ll 1$ et $X \ll 1$) :

$$\alpha = \frac{1}{2} \int XY \cos \theta \frac{\omega}{c} dl, \quad (2.31)$$

avec $X = n_e/n_c$, $Y = \omega_{ce}/\omega_{laser}$ avec ω_{ce} la pulsation cyclotronique électronique, θ l'angle entre la direction de propagation de l'onde et la direction du champ magnétique, ω la pulsation de l'onde traversant le plasma et l l'abscisse curviligne décrivant la trajectoire de la propagation de l'onde (cf. figure 2.14). Cette forme de la rotation de Faraday vient de la résolution de la propagation des équations de Maxwell dans un plasma magnétisé en supposant les ions fixes [Hutchinson 2005]. Cette formule permet pour des cas simples de déterminer le champ magnétique en mesurant le changement de polarisation d'une onde en sortie du plasma.

Le second effet est appelé effet Cotton-Mouton [A. A. Cotton 1907]. Il consiste en un changement d'ellipticité de l'onde (l'onde, initialement de polarisation linéaire, devient elliptique), lors de sa propagation dans un plasma magnétisé. Cet effet n'existe que pour un champ magnétique dans la direction transverse à la direction de propagation de l'onde. Il peut également être décrit par une formule simple (si $X \ll 1$ et $Y \ll 1$) :

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{2} \int \frac{XY^2 \sin^2 \theta}{1 - Y^2} \sin 2\beta \frac{\omega}{c} dl, \quad (2.32)$$

avec b/a l'ellipticité de l'onde (rapport du petit rayon b sur le grand rayon a d'une ellipse) et β l'angle complémentaire entre le champ magnétique et la direction privilégiée de polarisation de l'onde (cf. figure 2.15).

Les équations que nous avons montrées dans cette introduction ne sont valables que

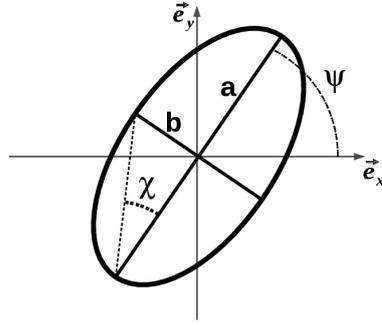


FIGURE 2.15: Description de la polarisation d'une onde elliptique.

pour des cas où la densité traversée par l'onde est très faible devant la densité critique ($X \ll 1$) et où la pulsation cyclotronique est très faible devant la pulsation du laser ($Y \ll 1$). Dans un cas un peu plus complexe, il est nécessaire d'avoir un formalisme plus compliqué utilisant les vecteurs de Stokes.

2.3.2.1 Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma : Formalisme de Stokes

Une méthode efficace de caractérisation de la polarisation d'une onde, consiste à définir un vecteur nommé vecteur de Stokes \mathbf{S} , comprenant quatre paramètres S_0 , S_1 , S_2 et S_3 tel que :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ E_a^2 - E_b^2 \\ E_r^2 - E_l^2 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

avec E_i le champ électrique de l'onde dans la direction i (cf. figure 2.16). Il est très important de noter ici que le premier paramètre de Stokes S_0 représente l'intensité de l'onde. Chaque paramètre (à l'exception de S_0) représente la prédominance de deux directions de polarisation orthonormées (ces deux directions définissent une base). Ainsi, trois bases sont utilisées pour définir entièrement les paramètres de Stokes d'une onde : $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$, $(\mathbf{e}_a, \mathbf{e}_b)$ (base à 45° de la base $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$) et $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_l)$ (représentant la base des vecteurs tournants dans les directions droite \mathbf{e}_r et gauche \mathbf{e}_l).

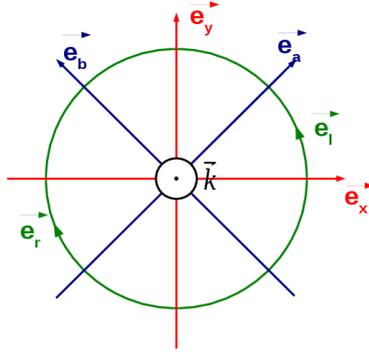


FIGURE 2.16: Les trois bases définissant les paramètres de Stokes.

Dans le but de simplifier ce vecteur, il est possible d'utiliser sa forme normalisée à l'intensité de l'onde S_0 . Ainsi, nous obtenons :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ pS_1 \\ pS_2 \\ pS_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ E_a^2 - E_b^2 \\ E_r^2 - E_l^2 \end{pmatrix} = pS_0 \begin{pmatrix} 1 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}, \quad (2.34)$$

avec $p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}/S_0$ le degré de polarisation (DOP, Degree of Polarisation) de l'onde. Le vecteur $\mathbf{s} = \mathbf{S}/pS_0$ est le vecteur normalisé définissant la polarisation de l'onde.

L'équation de propagation d'un tel vecteur dans un plasma peut être écrite comme :

$$\frac{d\mathbf{s}(l)}{dl} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{s}(l), \quad (2.35)$$

avec $\boldsymbol{\Omega} = -\frac{\omega}{c}(N_1 - N_2)\mathbf{s}_{c2}$ [Segre 1999], N_1 et N_2 les deux indices du plasma et \mathbf{s}_{c2} le vecteur de polarisation de l'onde caractéristique dite rapide (*fast characterisation polarization vector*).

Il ne nous reste plus qu'à déterminer les deux indices d'un plasma possédant un champ magnétique (Annexe B).

$$\tilde{N}^2 = 1 - \frac{X}{1 - i\nu/\omega - \frac{Y_{\perp}^2}{2(1-X-i\nu/\omega)} \pm \sqrt{\frac{Y_{\perp}^4}{4(1-X-i\nu/\omega)^2} + Y_z^2}}. \quad (2.36)$$

Cette équation, dite de Appleton, admet deux limites importantes : lorsque $N = 0$ correspondant à une zone où l'onde ne peut se propager, dite « cut-off », et $N = \infty$ correspon-

nant à une zone de résonance où l'onde va être amplifiée. Pour le cut-off,

$$\begin{aligned} X_{co} &= 1 \\ X_{co} &= 1 \pm Y. \end{aligned}$$

Dans un cas sans champ magnétique $N = 0$ nous révèle une seule position correspondant à la densité critique. Cependant, dans un cas avec champ magnétique la densité de coupure est abaissée (ou augmentée) à un niveau dépendant du champ magnétique tel que $X + Y = 1$. La terminologie « co » fera désormais référence au cut-off. Pour la résonance en fonction de l'angle θ on a :

$$X_{\text{résonance}} = \frac{1 - Y^2}{1 - Y^2 \cos^2 \theta}. \quad (2.37)$$

Il est possible de résumer les différentes zones de propagation de l'onde sur la figure 2.17. Cette figure montre les différentes zones de propagation interdites (zones hachurées) cor-

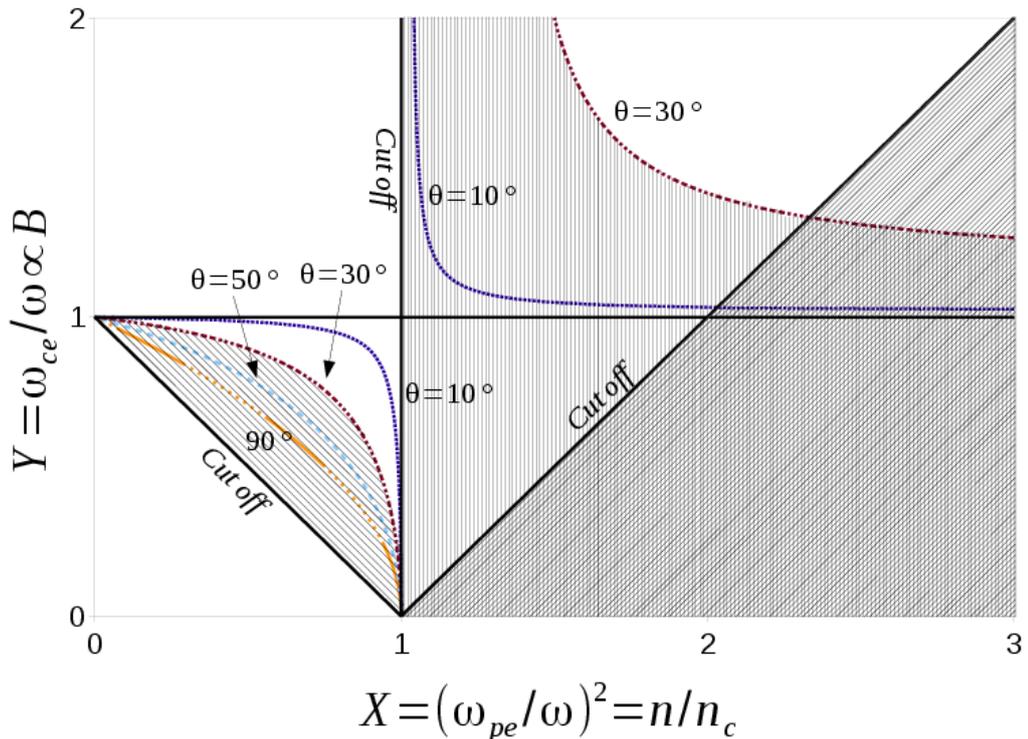


FIGURE 2.17: Cut-off et résonance d'un plasma magnétisé. Les zones hachurées sont les zones où l'onde ne peut se propager dans le cas d'un angle $\theta = 30^\circ$.

respondant aux différents cut-off et dans le cas d'un angle $\theta = 30^\circ$ (où θ est l'angle entre la direction de propagation \mathbf{k} et la direction du champ magnétique). De plus, les différentes résonances, correspondant à plusieurs angles θ , sont représentées. Dans un cas

très simple (paramètres X et Y des constantes et $\ll 1$), il est possible de retrouver les équations 2.31 et 2.32 [Hutchinson 2005]. Cependant, pour un cas plus compliqué, un traitement numérique est presque toujours obligatoire [Segre 1999].

2.3.2.2 Diagnostic : Polarimètre

Le diagnostic que nous avons développé permet de déterminer la polarisation d'une onde électromagnétique. Pour se faire, nous avons séparé notre laser en quatre branches. Chaque branche va porter les informations sur la polarisation suivant une direction. Les quatre projections choisies sont représentées sur la figure 2.16. Nous avons ainsi, deux directions orthonormées (définies par l'appellation \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y), une direction à 45° de \mathbf{e}_x (nommée \mathbf{e}_a et enfin une direction représentant un repère tournant dans la direction gauche de l'onde (nommée \mathbf{e}_l). Ces différentes projections donnent respectivement les intensités de l'onde E_x^2 , E_y^2 , E_a^2 et E_l^2 . En utilisant le fait que dans chaque couple de vecteurs définissant une base, l'intensité de l'onde électromagnétique est la somme des deux intensités de la base ($S_0 = E_x^2 + E_y^2 = E_a^2 + E_b^2 = E_l^2 + E_r^2$), il est possible d'avoir le vecteur de Stokes de notre faisceau laser.

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ pS_1 \\ pS_2 \\ pS_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_a^2 - S_0 \\ S_0 - 2E_l^2 \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Expérimentalement, l'obtention de ces différentes projections peut se faire avec un cube de Wollaston [Collett 2012] (pour les projections E_x^2 et E_y^2), un polariseur avec un angle de 45° par rapport à l'axe principal du Wollaston, pour la projection E_a^2 et un polariseur à 45° couplé avec une lame quart d'onde pour la projection E_l^2 . Un exemple de polarimètre utilisant deux caméras se trouve schématisé sur la figure 2.18. Il est cependant très important de bien choisir les beam-splitters utilisés pour diviser notre laser. En effet, le choix de ceux possédant une transmission (resp. réflexion) des deux polarisations du laser s et p différentes peut poser problème.

2.3.2.3 Diagnostic : interférométrie croisée

Comme nous l'avons vu précédemment, le champ magnétique abaisse la densité de cut-off tel que $X_{co} + Y_{co} = 1$. Cet abaissement peut être observé à l'aide d'un diagnostic d'interférométrie croisée. Il nécessite deux faisceaux « sonde », l'un en incidence normale et l'autre en incidence rasante comme représentés sur la figure 2.19. Le faisceau en incidence rasante est utilisé pour une interférométrie classique. Il permet ainsi d'imager, à l'aide d'un interféromètre, le déphasage créé par le plasma (cf. section 2.2.2) et le profil de densité

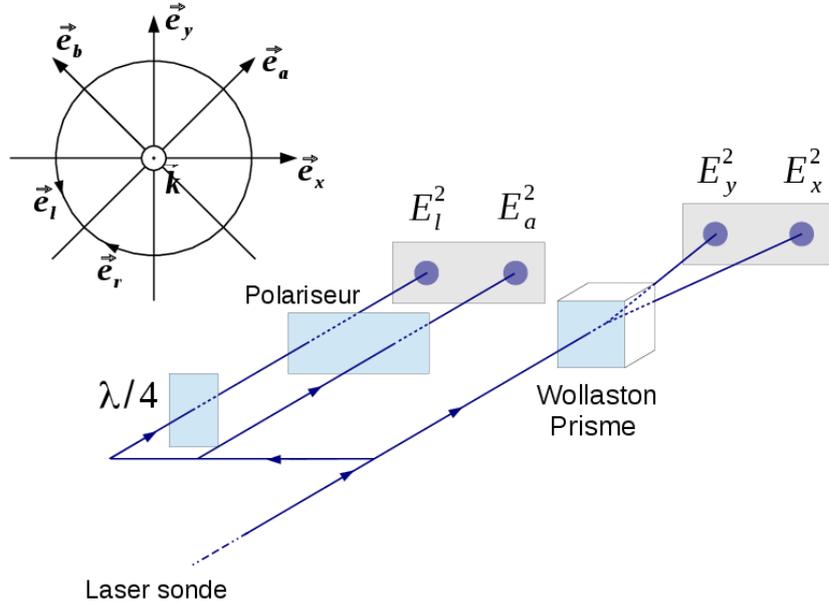


FIGURE 2.18: Schéma d'un polarimètre utilisant deux caméras.

du plasma. Le deuxième faisceau sonde, en incidence normale, va se propager dans le plasma et être réfléchi à la densité de cut-off $X_{co} = 1 - Y_{co}$. Cette densité est fonction du champ magnétique au point de cut-off (correspondant à la position de réflexion du faisceau « sonde »). Dans le cas d'un profil de densité exponentiel $X = \exp(-(z - z_c)/L)$ avec L la longueur de gradient de la densité, le déphasage sera :

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{z_{co}} \exp\left(\frac{z - z_c}{L}\right) dz \\
 &= 2\pi \frac{L}{\lambda} X_{co} \\
 &= 2\pi \frac{L}{\lambda} (1 - Y_{co}).
 \end{aligned} \tag{2.39}$$

Nous obtenons ainsi un lien direct entre le champ magnétique à la position de cut-off et le déphasage du faisceau en incidence normale (la longueur du gradient L étant obtenue à l'aide de l'interférométrie classique). Le problème majeur de tout système interférométrique est que le déphasage n'est pas absolu. Ainsi, il n'est pas possible d'obtenir une valeur exacte du champ magnétique. Il est cependant possible d'obtenir les variations spatiales (faibles car devant correspondre à un déphasage inférieur à 2π) du champ magnétique. L'addition d'une ligne à retard entre les faisceaux permet d'observer l'évolution temporelle du déphasage (et donc du champ magnétique à la position de cut-off).

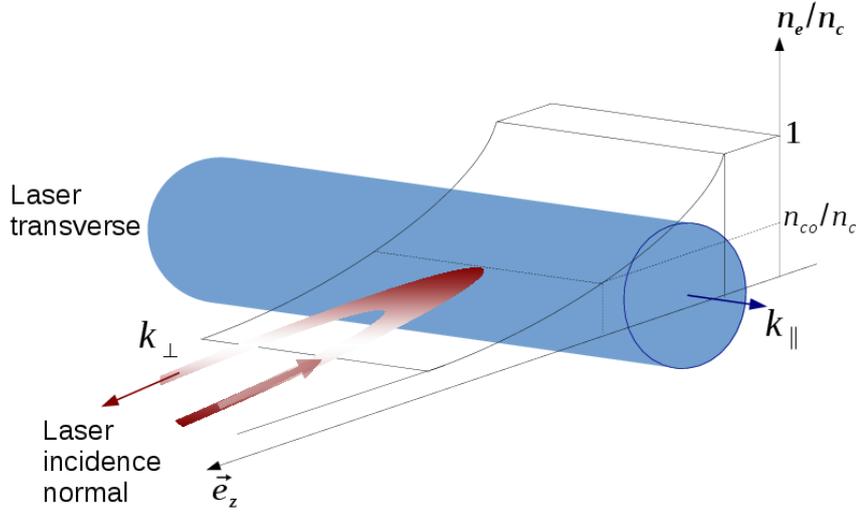


FIGURE 2.19: Schéma de principe de l'interférométrie croisée, représentant deux faisceaux laser de vecteur d'onde k_{\perp} et k_{\parallel} .

2.4 Diagnostics de faisceaux d'électrons : nombre d'électrons et divergence du faisceau

2.4.1 Imagerie de l'émission K_{α} par un cristal sphérique

Un diagnostic très utilisé lors de l'étude des caractéristiques d'un faisceau d'électrons est le cristal imageur. Ce diagnostic permet d'avoir une image de l'émission K_{α} représentant une signature du passage des électrons rapides dans la matière. En effet, lorsque les électrons supra-thermiques se déplacent dans la matière, il existe une chance qu'ils arrachent un électron en couche interne d'un atome du milieu. Cette lacune en couche interne rend l'atome instable. Pour pallier à cette instabilité, un électron d'une couche supérieure peut descendre combler cette lacune en émettant un photon d'une longueur d'onde caractéristique déterminée par la différence entre les deux énergies de liaison des deux couches mises en oeuvre et donc dépendantes de la structure atomique de l'atome. La nomenclature de cette émission dépend de la couche interne devant être comblée. Dans le cas d'une lacune en couche K et d'un électron venant combler cette lacune de la couche L, l'émission est appelée K_{α} (cf. figure 2.20). Le photon possède, pour le cuivre, une énergie de 8040 eV . La section efficace σ_K de cette émission est donnée par :

$$\sigma_K = \eta_F Q_K, \quad (2.40)$$

avec η_F le rendement de fluorescence (cf. figure 2.21a) [Hubbell 1994] et Q_K la section efficace d'ionisation de la couche en question. Un modèle simple [Landau 1976] donne :

$$Q_K = \pi a_B^2 n_K \frac{1}{\mathcal{E} E_K} \ln \frac{\mathcal{E}}{E_K}. \quad (2.41)$$

De manière plus détaillée :

$$Q_K = \pi a_B^2 n_K E_K^{-C_{(\mathcal{E})}} D_{(\mathcal{E})} G_r, \quad (2.42)$$

avec $a_B = \epsilon_0 h^2 / \pi m_e e^2$ le rayon de Bohr, E_K l'énergie de liaison de la couche K en Rydberg, $n_K = 2$ le nombre d'électrons sur la couche K, G_r une correction relativiste nommée facteur de Grynsinski [Gryziński 1965] dépendant de l'énergie de liaison E_K et de l'énergie de la particule incidente \mathcal{E} en Rydberg, $D_{(\mathcal{E})}$ la section efficace réduite et $C_{(\mathcal{E})}$ l'exposant tel que :

$$C_{(\mathcal{E})} = 2.0305 - \frac{0.316 E_K}{\mathcal{E}} + \frac{0.1545 E_K^2}{\mathcal{E}^2} \quad (2.43)$$

$$D_{(\mathcal{E})} = E_K \frac{\ln \mathcal{E} / E_K}{\mathcal{E}} \left(3.125 - \frac{4.172 E_K}{\mathcal{E}} + \frac{1.877 E_K^2}{\mathcal{E}^2} \right) \quad (2.44)$$

$$G_r = \left(\frac{1 + 2J}{\mathcal{E} / E_K + 2J} \right) \left(\frac{\mathcal{E} / E_K + J}{1 + J} \right)^2 \left(\frac{(1 + \mathcal{E} / E_K)(\mathcal{E} / E_K + 2J)(1 + J^2)}{J^2(1 + 2J) + \mathcal{E} / E_K(\mathcal{E} / E_K + 2J)(1 + J^2)} \right)^{3/2}, \quad (2.45)$$

avec $J = m_e c^2 / E_K R_y$ avec R_y la constante de Rydberg. Cette équation, obtenue empiriquement [Hombourger 1998] [Casnati 1982] par ajustement de résultats expérimentaux, est montrée sur la figure 2.21b dans le cas particulier du cuivre.

Pour détecter la raie K_α , on utilise un cristal imageur sphérique. Ce cristal est obtenu en appliquant une tension sur un cristal plan. Il possède une structure cristallographique permettant de réfléchir la bonne longueur d'onde (la nature du cristal permet de définir la bonne gamme de longueur d'onde réfléchie). Le rayon de courbure du cristal (donné en appliquant des tensions au cristal lors de la fabrication) permet de faire du cristal un véritable miroir sphérique dans la gamme X voulue. Ainsi, il existe une distance particulière permettant de réfléchir la longueur d'onde recherchée au bon point de focalisation. Le choix du cristal est très important, car son d (espacement entre deux plans de symétrie) permet directement d'avoir la bonne gamme de longueur d'onde réfléchie suivant la loi de Bragg [Bragg 1913] :

$$n\lambda = 2d \sin(\theta_B), \quad (2.46)$$

avec λ la longueur d'onde, n l'ordre de diffraction et θ_B l'angle de réflexion tel que dans la figure 2.22. Comme dit précédemment, le cristal fonctionne comme un miroir

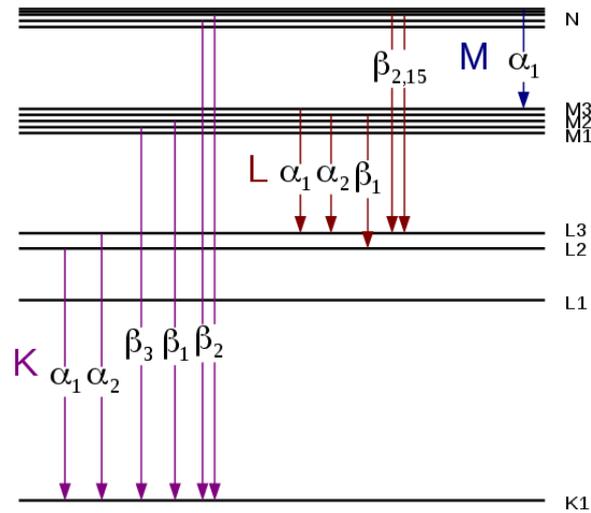
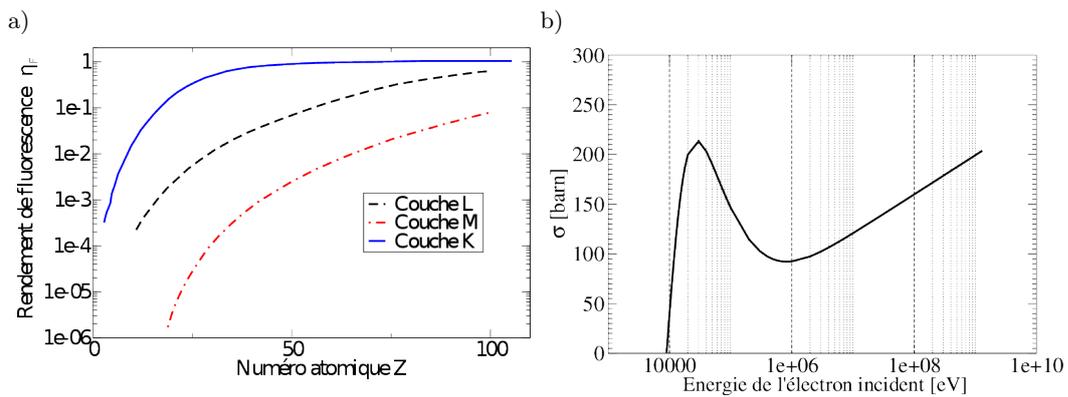


FIGURE 2.20: Schéma des différentes émissions possibles.

FIGURE 2.21: a) Rendement de fluorescence. b) Section efficace de l'émission d'un photon K_α de cuivre en fonction de l'énergie d'un électron incident.

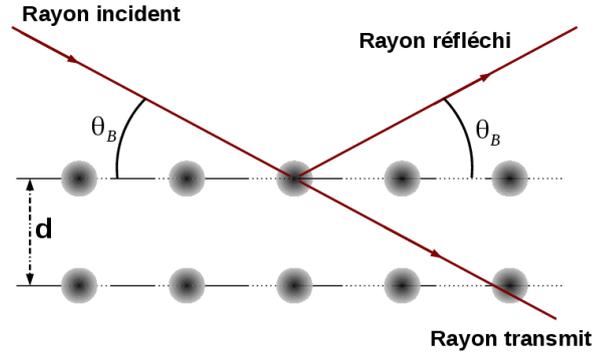


FIGURE 2.22: Schéma de la réflexion d'une longueur d'onde par un réseau cristallin.

sphérique, il possède donc les mêmes équations, correspondant à l'équation pour le plan méridional (plan parallèle au plan d'incidence) et le plan sagittal (plan perpendiculaire au plan d'incidence) :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_m} = \frac{2}{R_m \sin \theta_B} \quad (2.47)$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_s} = \frac{2 \sin \theta_B}{R_s}, \quad (2.48)$$

avec p la distance entre le cristal et la source, q_m et q_s les distances entre le cristal et l'image méridionale (noté m) et sagittale (noté s), R_m et R_s les rayons de courbure du cristal suivant le plan méridional et sagittal (égaux dans le cas d'un cristal sphérique) et θ_B l'angle de Bragg déterminé par la loi de Bragg (eq. 2.46). Les points de focalisation : méridional et sagittal sont dans la plupart des cas différents. Il est donc nécessaire de définir le cercle de moindre confusion. Ce cercle est l'endroit où l'on obtient la meilleure résolution de l'image obtenue. C'est à la position q du cercle de moindre confusion que le détecteur doit être placé dans le but d'avoir la meilleure résolution de l'image (cf. figure 2.23). Le détecteur pouvant être une caméra CCD-X ou un écran photosensible (*Image Plate* IP).

Un dernier point important concernant le cristal est sa réflectivité. Le cristal n'est pas complètement monochromatique mais il est caractérisé par une certaine bande spectrale réfléchi. Cette bande spectrale est déterminée d'un coté par l'ouverture géométrique du cristal (angles d'incidence différents en chaque position du cristal) et d'un autre coté par sa réflectivité intrinsèque en fonction de la longueur d'onde $R(\lambda)$. Cette réflectivité est une courbe possédant un pic de réflectivité centré sur λ_B (Rocking curve). L'intensité réfléchi par le cristal peut être définie telle que :

$$I_{reflechie} = \int_{S_{cristal}} \int_{\lambda} I(\lambda) R(\lambda) d\Omega d\lambda, \quad (2.49)$$

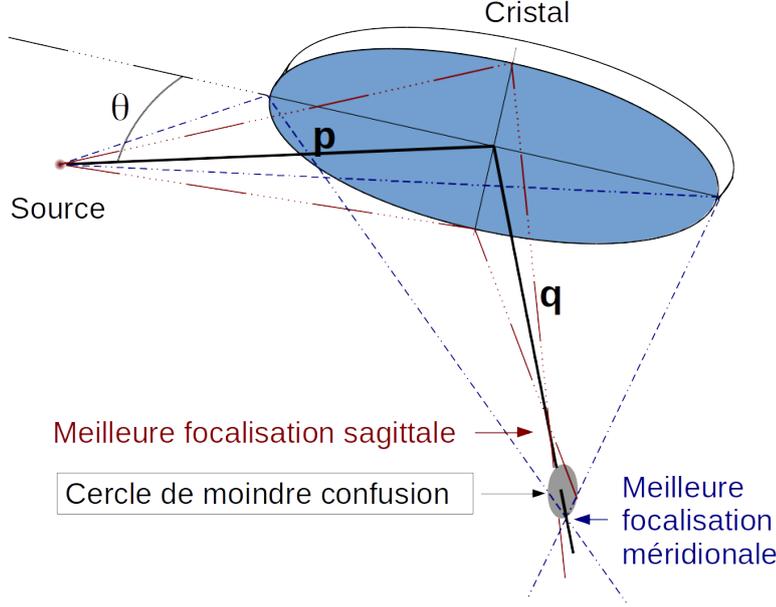


FIGURE 2.23: Schéma en 3 dimensions représentant les 2 positions de focalisation méridionale et sagittale ainsi que le cercle de moindre confusion.

avec $S_{cristal}$ la surface du cristal, $I(\lambda)$ le profil de raie d'intensité incidente à la longueur d'onde λ , $R(\lambda)$ la réflectivité du cristal à la longueur d'onde λ (la Rocking curve) et Ω l'angle solide infinitésimal correspondant à une infinitésimale portion du cristal observant la source. La réflectivité de notre cristal est donc définie

$$R_{tot} = \frac{I_{reflechie}}{I} \frac{4\pi}{\Omega} = \frac{\iint f(\lambda) R(\lambda) d\lambda d\Omega}{\int f(\lambda) d\lambda} \frac{4\pi}{\Omega}. \quad (2.50)$$

La fonction $R(\lambda)$ peut être obtenue dans des cas très simples par ce qui est appelé le modèle de Darwin [Darwin 1914]. Pour un cristal plan, elle est définie tel que :

$$R(\theta - \theta_B) = \begin{cases} R_{max}, & \text{if } \left| \frac{\theta - \theta_B}{\Delta\theta} \right| \leq 1 \\ \frac{R_{max}}{\left(\left| \frac{\theta - \theta_B}{\Delta\theta} \right|^2 + \sqrt{\left| \frac{\theta - \theta_B}{\Delta\theta} \right|^2 - 1} \right)^2}, & \text{if } \left| \frac{\theta - \theta_B}{\Delta\theta} \right| > 1 \end{cases} \quad (2.51)$$

avec θ_B l'angle correspondant à la loi de Bragg (eq. 2.46), R_{max} la réflectivité maximale du cristal (pour un cas idéal 1) et $\Delta\theta$ la largeur du plateau de la rocking curve. Il est possible d'obtenir la valeur de $\Delta\theta$ en résolvant les équations de propagation d'une onde dans le cristal. Deux méthodes ont été développées par Darwin [Birkholz 2006] et Ewald, Von Laue [Wagenfeld 1968]. Les résultats obtenus sont cohérents et donnent (dans le formalisme de Ewald et Von Laue) :

$$\Delta\theta = \sqrt{\gamma} |\chi_h| \frac{1 + |\cos(2\theta_B)|}{2 \sin(2\theta_B)}, \quad (2.52)$$

avec γ le facteur d'asymétrie et χ_h la polarisabilité du cristal. La rocking curve d'un tel cristal est montrée sur la figure 2.24a. Dans le cas plus compliqué d'un cristal sphérique, des programmes ont été développés pour calculer cette rocking curve : par exemple le programme Xop2.3 permet de le faire de façon assez aisée [Sánchez del Río 2011]. Xop2.3 calcule la rocking-curve en calculant la réflectivité du cristal couche atomique par couche atomique. Cette méthode est nommée le modèle lamellaire ('lamellar model')[del Rio 2004]. Pour le cas d'un cristal de quartz de type 21 $\bar{3}$ 1 (possédant un $2d = 3,082\text{\AA}$) nous obtenons le figure 2.24b.

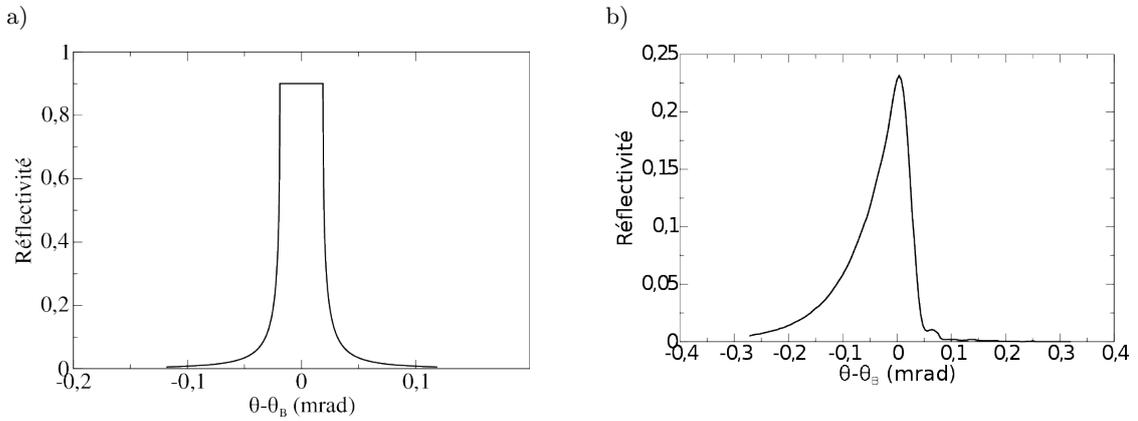


FIGURE 2.24: a) Rocking curve d'un cristal plan avec une réflectivité maximale $R_{max} = 0,9$ et $\Delta\theta = 0,04$ mrad calculé en utilisant l'équation 2.52. b) Rocking curve d'un cristal sphérique 21 $\bar{3}$ 1 calculé à l'aide du code Xop2.3 (épaisseur du cristal $500\ \mu\text{m}$, rayon de courbure $R = 380$ mm et photon incident d'énergie 8048 eV).

Il nous reste donc à déterminer l'ouverture spectrale géométrique de notre cristal. Cette bande spectrale peut être obtenue à l'aide de la figure 2.25. Les extrêmes longueurs d'onde réfléchies sont donc

$$\cos \theta_{min} = \frac{x_0 + r}{D'} \quad (2.53)$$

$$\cos \theta_{max} = \frac{x_0 - r}{D''}, \quad (2.54)$$

avec x_0 la position du cristal, D la distance entre le centre du cristal et la source supposée parfaitement alignée à la position de Bragg et D' et D'' les distances entre la source et les

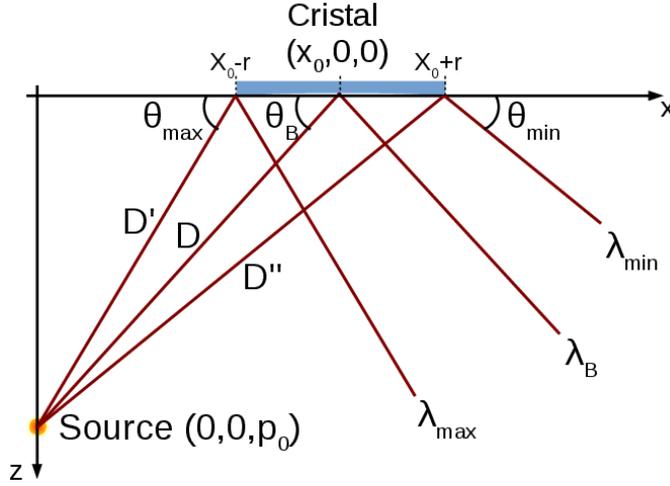


FIGURE 2.25: Acceptance spectrale d'un cristal sphérique.

bords du cristal. Soit la bande spectrale réfléchi :

$$\begin{aligned}
 \Delta\lambda &= |\lambda_{min} - \lambda_{max}| \\
 &= \frac{2d}{n} |\sin \theta_{B \ min} - \sin \theta_{B \ max}| \\
 &= \frac{2d}{n} \left| \left[1 + \frac{x_0 + r}{p_0} \right]^{-1/2} - \left[1 + \frac{x_0 - r}{p_0} \right]^{-1/2} \right| \\
 &\approx \frac{4dx_0r}{np_0^2}
 \end{aligned} \tag{2.55}$$

Dans les expériences utilisées, la bande passante géométrique est $\Delta\lambda \approx 5 \times 10^{-4}$ nm, correspondant à $E_{min} - E_{max} \approx 20$ eV.

En prenant toute ces informations en compte, le nombre de photons émis par la cible N_{ph} peut s'écrire

$$N_{ph} = \frac{I_{SCI}}{QE_{detecteur}} \frac{4\pi}{d\Omega} \frac{1}{R_{tot}}, \tag{2.56}$$

avec I_{SCI} le nombre d'événements sur le détecteur, $d\Omega$ l'angle solide du cristal, $QE_{detecteur}$ l'efficacité quantique du détecteur et enfin R_{tot} la réflectivité du cristal.

Le dernier point important d'un tel diagnostic est sa résolution spatiale [Sinars 2003] :

$$Res = L_s \frac{G+1}{G} (1 - \sin^2 \theta_B), \tag{2.57}$$

avec L_s le diamètre du cristal et $G = q/p$ le grandissement du système d'imagerie. La

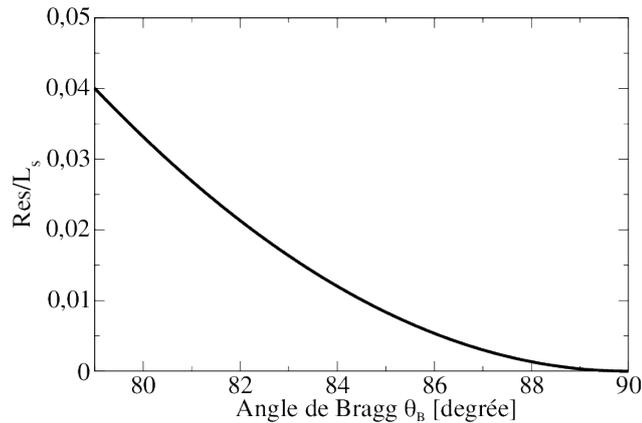


FIGURE 2.26: Résolution du cristal normalisé au diamètre Res/L_s en fonction de l'angle de Bragg.

résolution dépend donc de l'angle de Bragg (cf. figure 2.26). Il est donc très important de choisir le bon cristal possédant la bonne distance inter-plan d qui donne un angle de Bragg θ_B proche de 90° pour ne pas trop dégrader la résolution.

2.4.2 Diagnostic MatriX : Spectromètre X à comptage de photons

Un diagnostic très simple d'utilisation permettant l'obtention du spectre d'émission est un spectromètre X à comptage de photons nommé au CELIA MatriX (basé sur l'utilisation d'une CCD en *single hit mode*). Ce diagnostic consiste à mettre une caméra X très loin de la cible afin de se trouver en *single photon counting mode*. Cela signifie que chaque pixel ne verra au maximum qu'un seul photon. Dans de telles conditions, le nombre de coups CCD, enregistré dans chaque pixel, est directement proportionnel à l'énergie déposée par le photon incident. Ainsi l'histogramme de l'image obtenue donne directement notre spectre d'émission de la cible. Dans un cas très simple, ce diagnostic est très facile d'utilisation et d'analyse. Cependant, dans la plupart des cas, le photon va déposer son énergie non pas sur un seul pixel mais sur un cluster de pixels de taille variable, pouvant aller jusqu'à une vingtaine de pixels. Ce dépôt d'énergie est appelé *charge sharing*, il correspond à un échange de charges entre pixels proches se produisant lors de la diffusion des paires électron-trou avant leurs lectures [Ponchut 2008] [Uher 2010] [Fraser 2009] [Mathieson 2002]. Il est donc nécessaire, pour préserver le *single photon counting mode*, que la distance moyenne entre deux photons soit supérieure à deux fois le rayon de diffusion de l'énergie du photon (cf. figure 2.27). Afin de récupérer la véritable énergie des photons incidents, il est nécessaire de réaliser un post-traitement. Ce traitement peut être réalisé par différentes méthodes. La première, et la plus simple est de chercher, pour chaque groupe de pixels impactés, celui possédant l'énergie maximale (en général, le pixel central). Puis de sommer les pixels environnants dans un carré $n \times n$. Cette méthode est très pratique car facile à coder et rapide

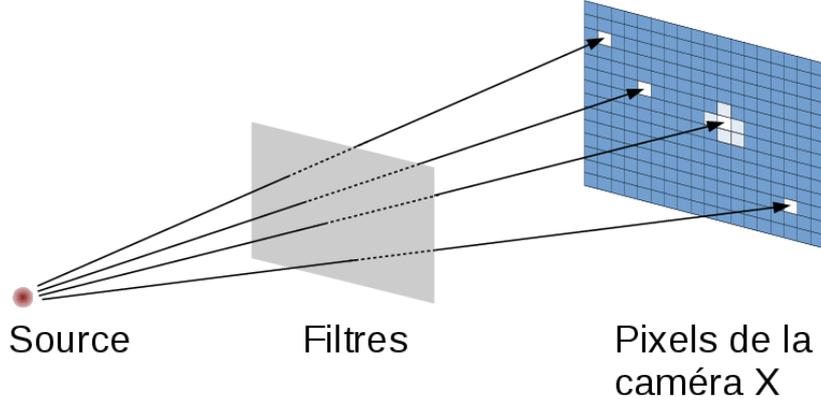


FIGURE 2.27: Schéma du diagnostic MatriX avec pour un cas une diffusion de l'énergie sur les pixels adjacents.

d'exécution. Cependant, lorsque la taille de diffusion devient trop grande (particulièrement lorsque la taille des pixels est faible), il est nécessaire d'utiliser une méthode différente, dite de Cluster. Cette méthode ajoute tous les pixels adjacents si leur nombre de coups CCD (CCD count) est supérieur au bruit de fond. Il est donc important que les pixels soient bien séparés les uns des autres par quelques pixels de bruit de fond [Fourment 2009]. Une telle analyse nous donne le spectre typique de la figure 2.28 (obtenue lors de l'expérience de caractérisation de la réflectivité d'un cristal sphérique, section 3.6). Sur ce spectre, il existe un pic particulier n'étant pas dû à l'émission de la cible. Ce pic est appelé le pic d'échappement et correspond à un photon K_α perdant ≈ 1.8 keV (énergie de liaison de la couche K de l'atome de Silicium) à cause d'une lacune en couche K de l'atome de Silicium [Johansson 1982].

En général, pour pouvoir bien reconstruire le spectre d'émission avec un tel détecteur, il est nécessaire d'effectuer un grand nombre de tirs laser (grand nombres d'évènements). En effet il est nécessaire d'avoir peu de photons par tir (dans le but de rester dans les conditions de *single photon counting*). Cependant, l'erreur d'un tel diagnostic est une erreur statistique, fonctionnant en $1/N$, il est donc préférable d'avoir un grand nombre d'évènements. C'est pourquoi, en général, de nombreuses acquisitions doivent être réalisées. A partir des spectres, il est possible d'obtenir le nombre de photons émis par la cible N_{ph} :

$$N_{ph} = \frac{I_{MatriX}}{QE_{CCD}} \frac{4\pi}{d\Omega} \frac{1}{T}, \quad (2.58)$$

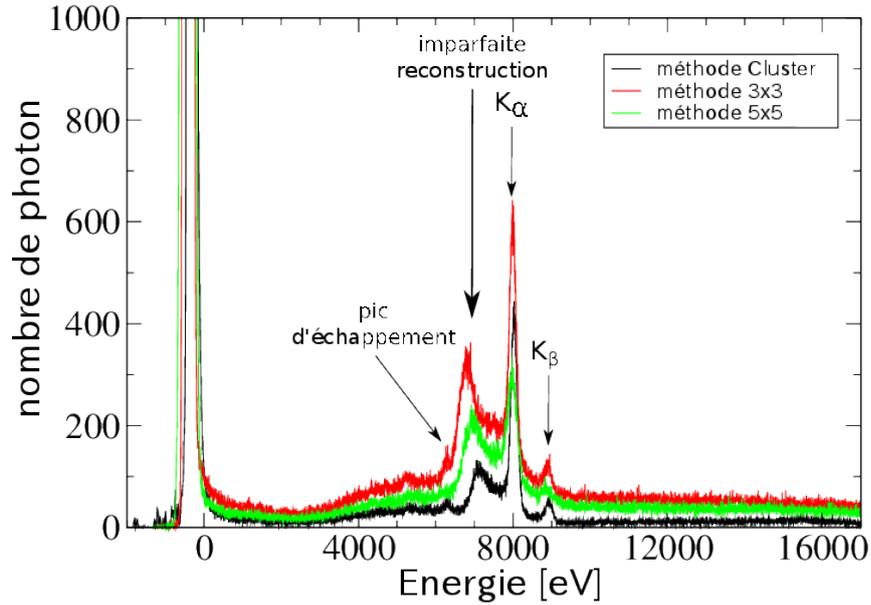


FIGURE 2.28: Spectre typique d'émission X obtenu par le diagnostic MatriX pour trois méthodes de reconstruction d'énergie des photons, une méthode de type cluster et deux méthodes de type $n \times n$ avec $n = 3$ et $n = 5$. Paramètres laser : Intensité $\approx 10^{18}$ W/cm² sur une cible de cuivre de $10\mu\text{m}$ d'épaisseur.

avec I_{MatriX} le nombre d'événements collectés par la caméra, QE_{CCD} l'efficacité quantique de la caméra (cf. figure 2.29a), $d\Omega$ l'angle solide de notre système et T la transmission des filtres (cf. figure 2.29b).

2.4.3 Diagnostic de Rayonnement de Transition Cohérent (C.T.R.)

Le dernier diagnostic, utilisé dans cette thèse, permettant de déterminer les caractéristiques d'un faisceau d'électrons est le rayonnement CTR. Ce rayonnement est créé lors de la propagation d'une particule à travers deux milieux de propriété diélectrique différente. Cette émission est très intéressante car elle se trouve dans la gamme visible et elle est fortement directionnelle.

2.4.3.1 Rayonnement de transition pour une seule particule chargée

Dans un premier temps, nous allons étudier le cas d'une seule particule se propageant à travers l'interface de deux milieux.

Lorsqu'une particule chargée se propage dans un milieu, elle émet une émission dite de Cherenkov [Cherenkov 1934]. Les pertes d'énergie de la particule, dues au rayonnement

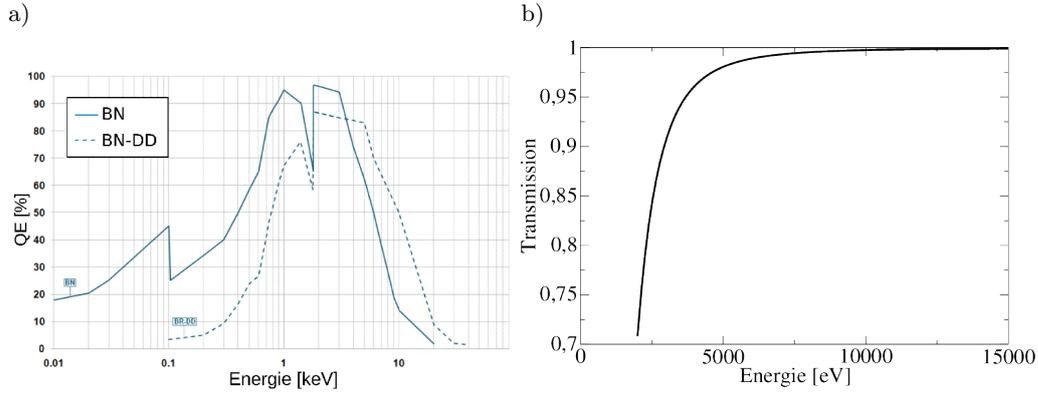


FIGURE 2.29: a) Exemple d'efficacité quantique d'une caméra X Andor pour deux détecteurs différents (BN : le détecteur ne possède pas de filtre anti-reflet ; BN-DD : le détecteur est fortement dopé dans le but d'obtenir une grande résistance électrique). b) Transmission d'un filtre de Béryllium d'épaisseur $25 \mu\text{m}$, utilisé pour filtrer la lumière visible.

de Cherenkov, en fonction de sa propagation peut s'écrire [Mead 1958] :

$$\left(\frac{dE}{d\mathbf{x}}\right)_{rad} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(ze^2)}{c^2} \int_{\epsilon > \epsilon_0/\beta^2} \omega \left(1 - \frac{\epsilon_0}{\beta^2\epsilon}\right) d\omega, \quad (2.59)$$

avec E l'énergie de la particule, ϵ la permittivité électrique du milieu, $\beta = (1 + 1/2\gamma^2)^{-1}$ et $\gamma = v/c$ le facteur relativiste. Ce rayonnement dépend du matériau traversé. Il correspond au changement de polarisation du matériau soumis au champ de la particule chargée. Ce changement de polarisation se traduit par la déformation du nuage électronique des atomes proches de la particule chargée [Couillaud 1999] (cf. figure 2.30) rayonnant lorsque la particule excitatrice est suffisamment éloignée.

Considérons maintenant la traversée de la particule chargée dans deux milieux de permittivité électrique différentes. La particule va déformer de façon différente les nuages électroniques des deux milieux. La discontinuité des polarisations des différents milieux va créer un réarrangement des champs au niveau de cette interface, créant une émission dite « rayonnement de transition ». Ce rayonnement fut beaucoup étudié tant expérimentalement que théoriquement [Ginzburg 1979] [Rule 1990] [Lumpkin 1991] [Lumpkin 1992] et est couramment utilisé comme diagnostic en physique des particules. Sa distribution en énergie peut s'écrire sous la forme [Jackson 1975] :

$$\frac{d^2I}{d\nu d\eta} = \frac{\pi}{\gamma^2} \gamma \omega_p \frac{d^2I}{d\omega d\Omega} \approx \frac{z^2 e^2 \gamma \omega_p}{4\pi^2 \epsilon_0 c} \left(\frac{\eta}{\nu^4 \left(1 + \frac{1}{\nu^2} + \eta\right)^2 (1 + \eta)^2} \right), \quad (2.60)$$

avec $\eta = (\gamma\theta)^2$, θ l'angle d'observation de la particule, $\nu = \omega/\gamma\omega_p$ la fréquence normalisée relativiste et ω_p la pulsation plasma. Cette émission est très directionnelle et possède un

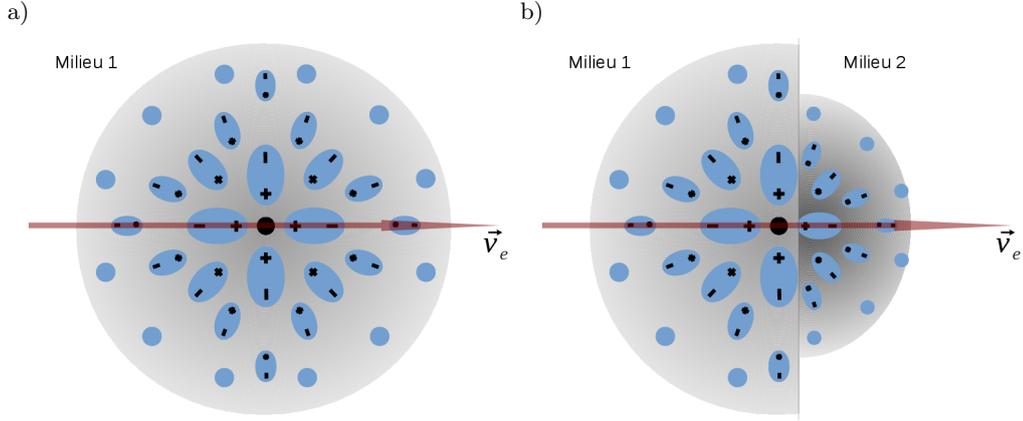


FIGURE 2.30: Schéma explicatif de la déformation du nuage électronique aux alentours du passage d'une particule chargée possédant une vitesse v_e (ici un électron en noir). a) Pour un milieu homogène. b) Pour deux milieux de permittivité électrique différentes.

spectre large d'émission (cf. figure 2.31) couvrant également le domaine optique.

2.4.3.2 Rayonnement de transition pour un faisceau d'électrons

Dans le cas d'un faisceau d'électrons, tous les électrons vont pouvoir émettre un rayonnement de transition. Les propriétés de ce rayonnement permettent donc de récupérer des informations sur le faisceau d'électrons. Un faisceau d'électrons, possédant un angle ξ avec l'axe e_z , traverse une transition solide-vide (solide pour $z < 0$ et vide $z > 0$). L'intensité rayonnée, en un point M (caractérisé par les angles θ et ϕ), peut être décomposée suivant deux directions \perp et \parallel correspondant au plan perpendiculaire au vecteur d'observation \mathbf{k} (cf. figure 2.32). Dans le cas d'une lame mince d'épaisseur d et de permittivité ϵ plongée dans le vide, il est possible d'obtenir l'intensité rayonnée totale [Couillaud 1999] [Ashley 1967]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 I_{\parallel}}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 I_{\perp}}{d\omega d\Omega}, \quad (2.61)$$

avec

$$\frac{d^2 I_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \mu^2}{\pi^2 c \sin^2 \theta} \left| \frac{1 - \epsilon}{d_1 \delta_+ \delta_- \gamma_+ \gamma_-} \right|^2 \left\{ (\sin^2 \theta (\gamma_- - \beta_z^2) - (1 - \rho) \beta_z \sigma) m_{-\gamma_+} e^{i t \sigma} + (\sin^2 \theta (\gamma_+ - \beta_z^2) + (1 - \rho) \beta_z \sigma) m_{+\gamma_-} e^{-i t \sigma} \right\}^2, \quad (2.62)$$

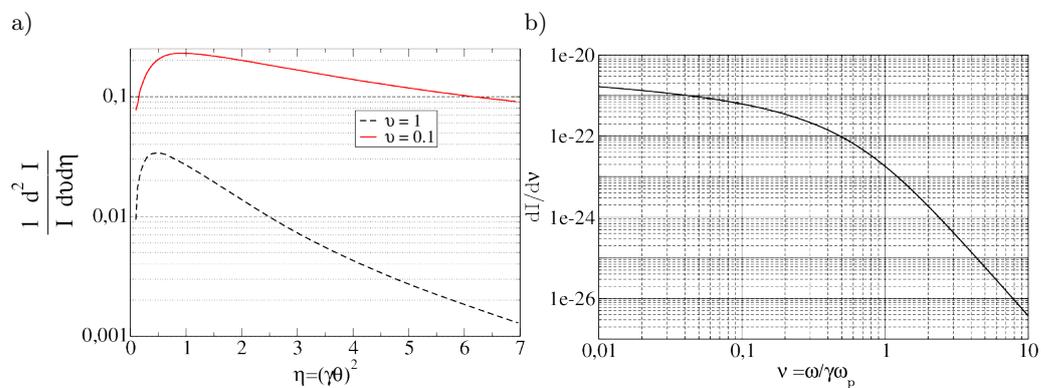


FIGURE 2.31: Propriétés spectrales et directionnelles du rayonnement de transition pour une particule traversant une discontinuité aluminium-vide avec un angle d'incidence de 90° . a) Direction de l'émission du rayonnement de transition. b) Spectre d'émission pour une particule d'énergie $E = 200$ keV.

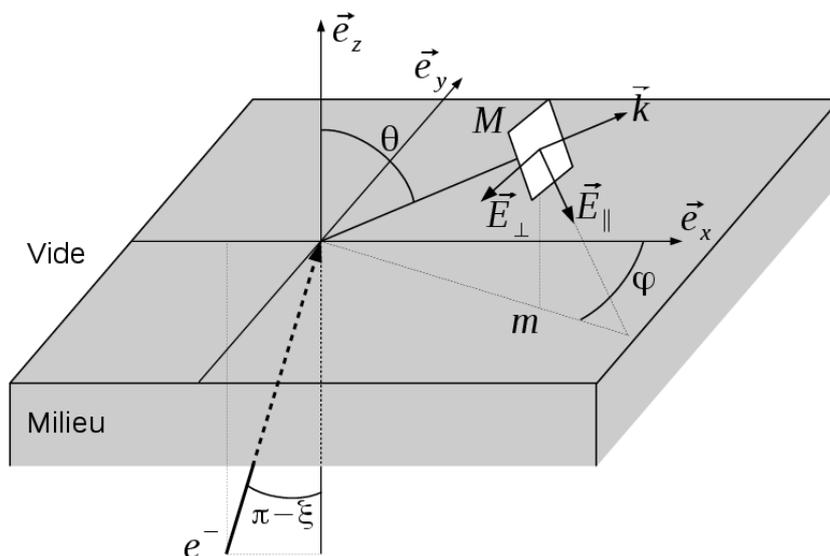


FIGURE 2.32: Système de coordonnées correspondant à l'émission de rayonnement de transition.

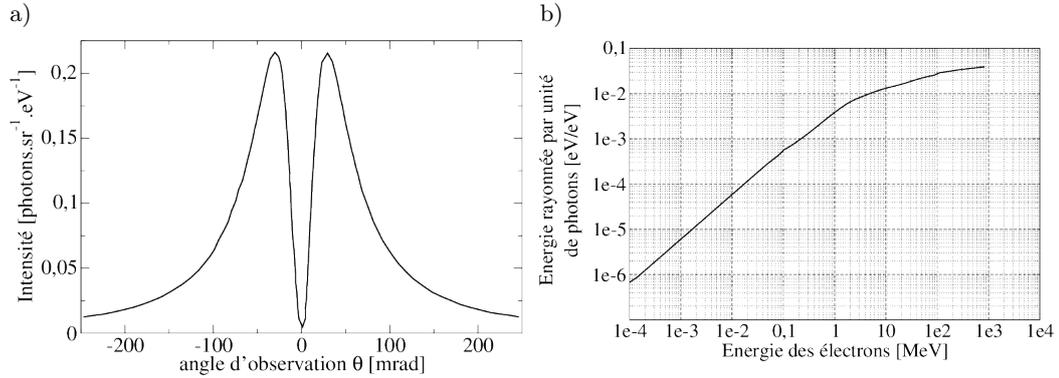


FIGURE 2.33: a) Distribution angulaire de l'émission OTR d'un faisceau d'électrons de 17 MeV sortant perpendiculairement d'une cible d'aluminium. b) Spectre d'émission du rayonnement OTR.

$$\frac{d^2 I_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \beta_z^4 \mu^2 \sin^2 \phi B_x^2 \left| \frac{1 - \epsilon}{d_2 \delta_+ \delta_- \gamma_+ \gamma_-} \right|^2 \left\{ n_+ \gamma_- e^{it\sigma} + n_- \gamma_+ e^{-it\sigma} - 2\sigma \delta_- e^{\frac{-it\sigma}{\beta_z}} \right\}^2, \quad (2.63)$$

avec μ le cosinus de l'angle θ , β_z et β_x les projections du vecteur β sur l'axe z et x , $\delta_{\pm} = \rho \pm \beta_z \mu$, $\gamma_{\pm} = \rho \pm \beta_z \sigma$, $m_{\pm} = \sigma \pm \mu \epsilon$, $n_{\pm} = \sigma \pm \mu$, $t = \omega d/c$, $\rho = 1 - \beta_x \cos \phi \sin \theta$, $\sigma^2 = \epsilon - 1 + \mu^2$, $d_1 = m_-^2 \exp(it\sigma) - m_+^2 \exp(-it\sigma)$ et enfin $d_2 = n_-^2 \exp(it\sigma) - n_+^2 \exp(-it\sigma)$. Cette intensité dépend de la différence des permittivités électriques des deux milieux $|1 - \epsilon|^2$. L'intégration de l'équation 2.61 permet d'obtenir les distributions angulaires et spectrales du rayonnement émis (cf. figure 2.33). Il est intéressant d'observer que l'émission dans l'axe de la normale à l'interface entre les deux milieux est nulle mais que l'on a deux lobes visibles, correspondant aux rayonnements émis pour une particule relativiste. De nombreux paramètres peuvent changer cette émission, et de nombreuses études permettent de bien caractériser ces changements. Une étude faisant varier plusieurs paramètres tels que l'énergie des électrons, ou leur dispersion en énergie a été effectuée par Couillaud [Couillaud 1999].

2.4.3.3 Rayonnement de transition optique cohérente (C.T.R.)

Un faisceau relativiste produit par un laser ultra-intense qui se propage dans la matière n'est pas « continu » mais se propage sous forme de paquets d'électrons (bunch) périodiques. Ces paquets d'électrons correspondent au fait que les électrons sont accélérés et injectés dans la cible, à une certaine pulsation : par exemple l'absorption $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ produit un paquet d'électrons toutes les demi-pulsations laser. Par contre l'absorption résonnante injecte des paquets à la pulsation laser ω_L . Les rayonnements émis par ces paquets d'électrons sont capables d'interférer entre eux. Le rayonnement ainsi créé est appelé

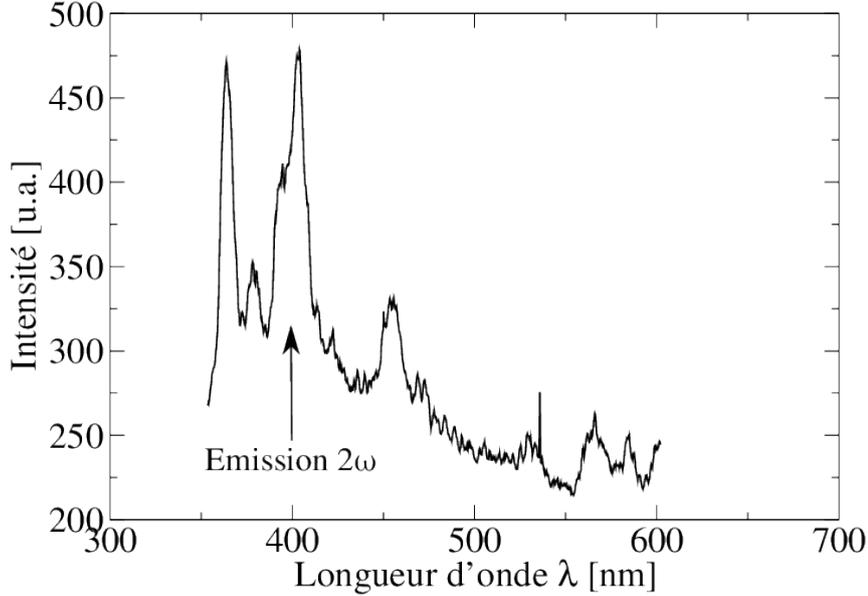


FIGURE 2.34: Spectre expérimental obtenu lors de l'interaction d'un laser d'intensité maximale $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ et de longueur d'onde 800 nm sur une cible d'aluminium en face avant.

le rayonnement de transition optique cohérente (C.T.R. Coherent Transition Radiation). Le nombre de photons émis par fréquence et unité d'angle solide peut s'écrire sous forme :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = [N + N(N - 1)F(\mathbf{k})] \frac{d^2I}{d\omega d\Omega}, \quad (2.64)$$

avec $\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}$ la distribution en énergie de l'émission O.T.R. (cf. équation 2.61), N le nombre d'électrons dans un paquet et $F(\mathbf{k})$ la norme de la transformée de Fourier de la distribution spatiale d'un paquet d'électrons [Lumpkin 2002][Zheng 2005] [Baton 2003].

Cette émission est donc caractéristique de la présence d'électrons chauds (d'énergie de l'ordre du Méga électron-Volt). Lors de cette thèse ce diagnostic consistait à créer l'image de cette émission qui nous informe directement sur la taille du faisceau d'électrons traversant l'interface entre deux surfaces (dans cette thèse en général la surface de contact entre l'aluminium et le vide en face arrière d'une cible irradiée par laser). Cependant, avec l'imagerie adéquate (par exemple un ensemble de paraboles permettant une imagerie de toutes les longueurs d'onde sur le même plan) nous pouvons obtenir des informations sur les paquets d'électrons à l'aide du spectre obtenu (cf. figure 2.34). L'intensité spectrale d'un tel spectre est très importante aux harmoniques du laser [Vauzour 2012].

Chapitre 3

Expériences réalisées sur l'interaction laser-matière

Ce chapitre décrit les expériences principales auxquelles j'ai pu participer, soit au CELIA (laser ECLIPSE) soit sur de grandes installations laser.

3.1 Mesures polarimétriques du champ magnétique en surface de cibles irradiées par laser

Le but de cette série d'expériences était de caractériser le champ magnétique en surface d'une cible d'aluminium irradiée par une impulsion laser intense.

L'expérience s'est déroulée dans le laboratoire CELIA à l'Université de Bordeaux avec la chaîne laser Eclipse, Salle Eclipse 3 (cf. figure 3.1). Il s'agit d'un laser Titane-Saphir utilisant la technologie C.P.A. (Chirped Pulse Amplification), de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm et pouvant délivrer une énergie de ≈ 100 mJ sur cible (200 mJ avant compression) pendant une trentaine de femtosecondes (FWHM en supposant une gaussienne), sur une tache focale de diamètre minimal de 8 μm de largeur à mi-hauteur (pour obtenir cette tache minimale, il est nécessaire d'optimiser le fonctionnement d'un miroir déformable) donnant une intensité sur cible allant jusqu'à $\approx 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$. La salle Eclipse 3 nous donne la possibilité d'avoir deux faisceaux « sonde ». Ces faisceaux possèdent une énergie de quelques millijoules pour une durée d'impulsion d'une trentaine de femtosecondes. Un des faisceaux « sonde » est doublé en fréquence par un cristal de BBO de $10 \times 10 \times 1$ mm (donnant une longueur d'onde de $\lambda_{\text{sonde}} = 400$ nm ; Partie 1.1.6).

Cette campagne expérimentale s'est déroulée en deux parties quasi-identiques. Dans la première partie, le faisceau « sonde » a été utilisé en incidence normale sur la cible, et nous allons nommer ces expériences « Cotton-Mouton » (réalisées en Juin 2013

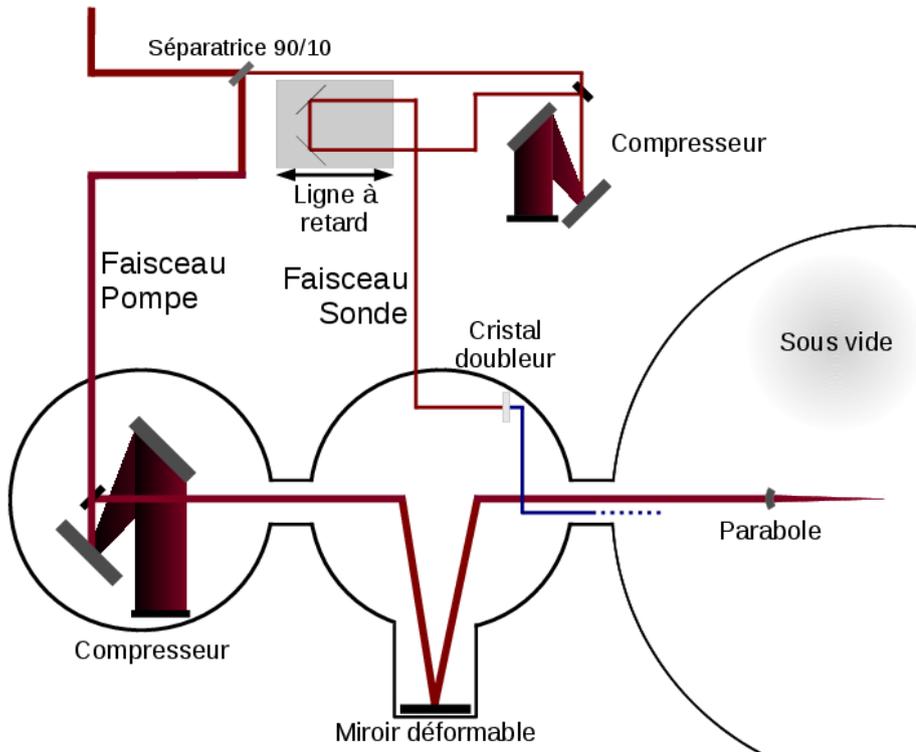


FIGURE 3.1: Schéma de la salle Eclipse 3.

et Juillet 2014). Dans la seconde partie, le faisceau « sonde » a été utilisé en incidence rasante, expérience nommée « Faraday » (réalisée en Novembre-Décembre 2014). Dans le but d'avoir une résolution temporelle, une ligne à retard est installée sur les faisceaux « sonde », possédant une taille de 25 mm. La mécanique de la ligne à retard permet de balayer des temps Δt entre -5 et 150 ps (déterminés par ombroscopie, section 2.2.1). La résolution temporelle peut être obtenue en prenant en compte le plus petit déplacement possible de la ligne à retard ($5 \mu\text{m}$) convolué par la durée d'impulsion du faisceau « sonde », donnant une résolution temporelle d'environ 50 fs.

3.1.1 Etude de l'effet Cotton-Mouton

Lors des expériences Cotton-Mouton, le laser « pompe » a été focalisé, avec polarisation p, sur des dépôts d'Aluminium de 800 nm (Juillet 2013) et $1 \mu\text{m}$ (Juin 2014) avec un angle d'incidence de 45° , une durée d'impulsion de $27 \pm 0,5 \text{ fs}$ (cf. figure 3.3f) et un contraste en intensité laser de 10^{-6} (cf. figure 3.3e). Les deux expériences possédaient des taches focales différentes respectivement de 18 et $11 \mu\text{m}$ à mi-hauteur (FWHM; figures 3.3a et 3.3b), correspondant à 50% et 85% de l'énergie totale à mi hauteur (cf. figure 3.3c). Le faisceau « sonde » doublé en fréquence est focalisé sur la cible en incidence normale par une lentille de diamètre 1" et de focal 220 mm donnant une tache focale de

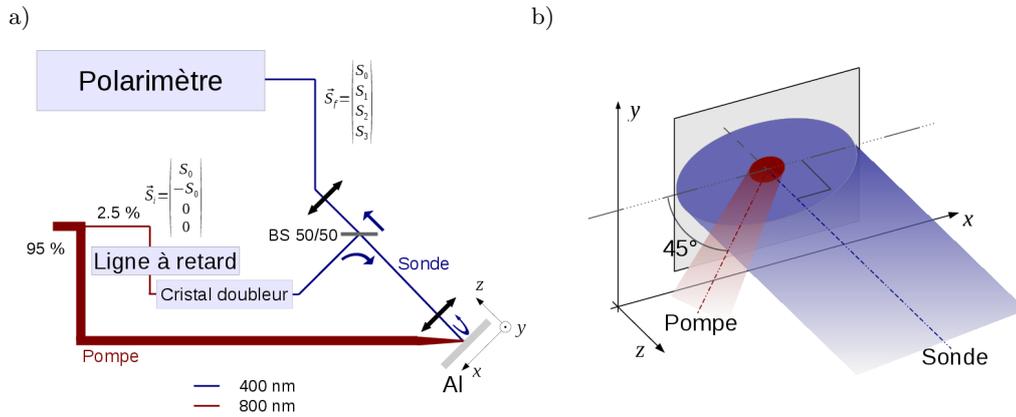


FIGURE 3.2: (a) Schéma expérimental de l'expérience Cotton-Mouton. (b) Géométrie de l'interaction laser cible.

l'ordre de $\approx 200\mu\text{m}$ à mi-hauteur (cf. figure 3.3d). L'intérêt de cette incidence est que le faisceau « sonde » pourra pénétrer dans le plasma (créé par le faisceau « pompe ») et être réfléchi à la densité de cut-off. Lors de sa propagation, la polarisation du faisceau « sonde » change (cf. partie 2.3.2.1). Ce changement de polarisation peut être mesuré par un système d'imagerie couplé à un polarimètre (Partie 2.3.2.2). Le dispositif d'imagerie utilise la première lentille de 220 mm (servant à focaliser le faisceau « sonde ») ainsi qu'une lentille de 2200 mm, pour un grandissement total de 10,2 et une résolution spatiale de $13\mu\text{m}^1$. Un schéma des deux expériences est donné sur la figure 3.2. La différence entre ces deux expériences est l'utilisation d'un bras du polarimètre comme interféromètre en incidence normale pour certains tirs. Bien que cet interféromètre ne permette pas d'obtenir le gradient de densité, il est capable de nous donner des indications sur la valeur du champ magnétique ainsi que la valeur de la densité à la position de cut-off (Partie 2.3.2.3).

3.1.2 Etude de la rotation de Faraday

L'expérience Faraday (réalisée en Novembre-Décembre 2014) avait pour but de caractériser la densité du plasma traversé, d'obtenir des informations sur le champ magnétique suivant la direction e_y (cf. figure 3.4), ainsi que d'observer l'émission propre du plasma en face avant de la cible dans la gamme 400 à 532 nm. Le laser a été focalisé sur un dépôt de $1\mu\text{m}$ d'aluminium sur un substrat de verre SiO_2 d'épaisseur 1 mm. L'énergie du faisceau principal allant de 15 à 110 mJ sur une tache focale de $6,9 \pm 0,1\mu\text{m}$ et une durée d'impulsion de $33,4 \pm 0,2$ fs avec un contraste allant de 10^6 à 10^5 . L'énergie encerclée de

1. déterminé à l'aide d'une mire 1951 USAF. Une mire USAF est constituée de plusieurs séries de bandes noires. L'espace entre ces bandes est parfaitement connu. L'image de cette mire permet de voir la résolution de notre système d'imagerie. En effet, lorsque l'espacement entre bande est inférieur à la résolution du système d'imagerie, il est impossible de distinguer cet espace sur le plan image. Le plus petit espacement observable détermine ainsi la résolution du diagnostic

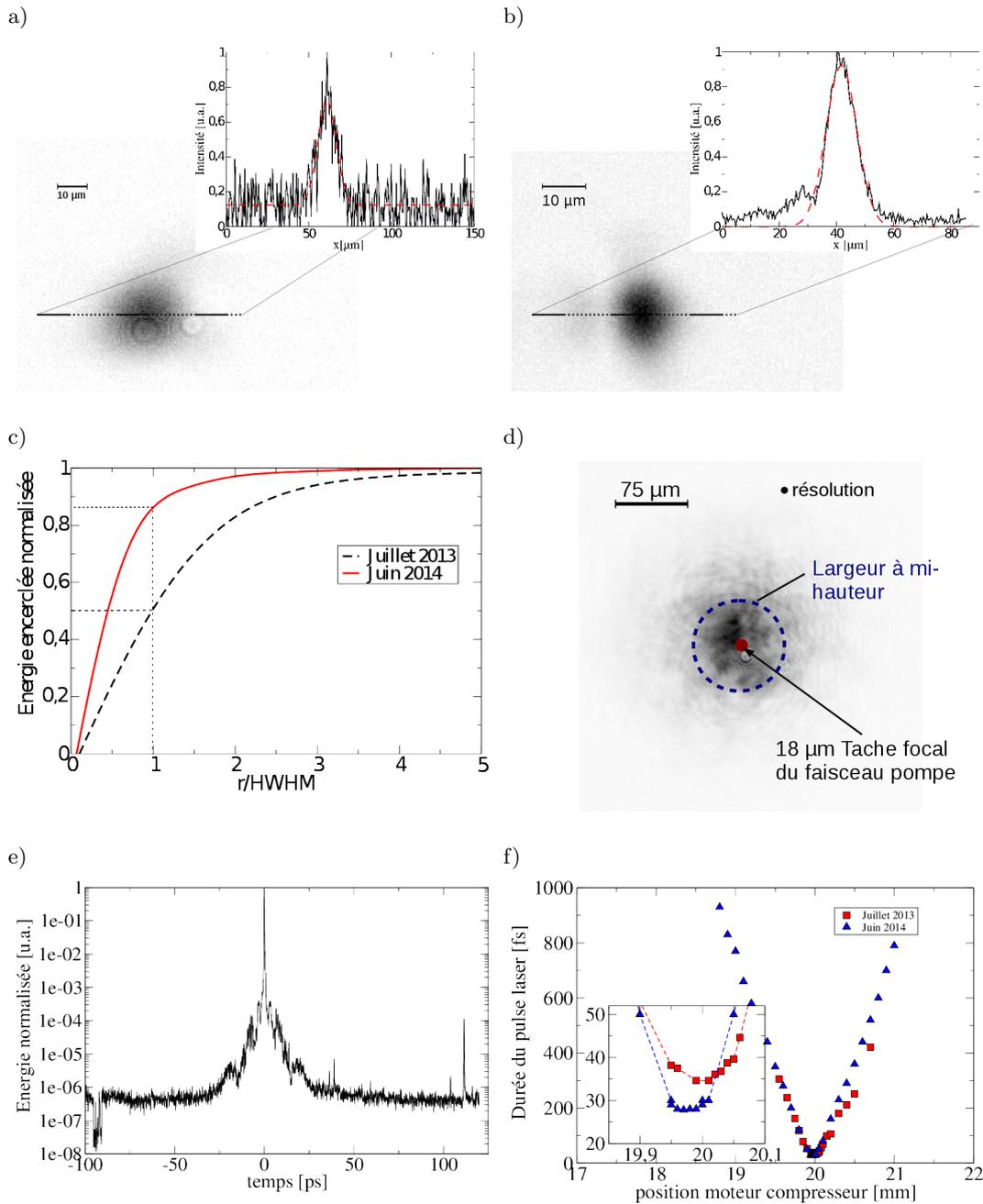


FIGURE 3.3: Paramètres du laser « pompe » des expériences Cotton-Mouton : (a) Tache focale de l'expérience de Juillet 2013 avec le profil spatial (noir) et un fit gaussien $I = 0,6 \exp[-(x - 61)^2 / (2 \times 5,6^2)]$ (tireté rouge). (b) Tache focale de l'expérience de Juin 2014 avec le profil spatial (noir) et un fit gaussien $I = 0,9 \exp[-(x - 42)^2 / (2 \times 5,4^2)]$ (tireté rouge). (c) Énergie encerclée sur la tache focale expérimentale des deux expériences caractérisant l'imperfection de la tache focale par rapport à une gaussienne. (d) Tache focale du faisceau « sonde » des deux expériences. (e) Contraste en intensité des deux expériences. (f) Durée d'impulsion du laser obtenue pour deux expériences à l'aide d'un autocorrélateur 2ω en fonction de la distance entre les réseaux.

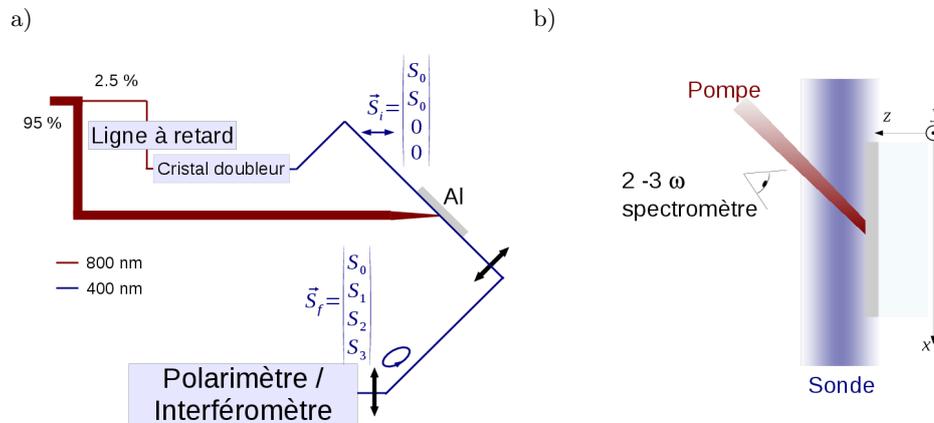


FIGURE 3.4: a) Schéma expérimental de l'expérience Faraday. b) Géométrie de l'interaction laser cible.

cette tache focale à mi-hauteur était 67% de l'énergie totale (cf. figure 3.5).

Le faisceau « sonde » a été utilisé en incidence rasante. Le système d'imagerie, un télescope (deux lentilles de focal 220 mm et 2200 mm espacées de 2420 mm) permet d'avoir un grandissement de 10 et une résolution de $10\mu\text{m}$. L'image est envoyée soit à travers un cube polariseur de type Wollaston (dans le but d'obtenir la rotation de la polarisation correspondant à la traversée d'un plasma magnétisé), soit à travers un interféromètre (Partie 2.2.2) dans le but d'obtenir la densité du milieu traversé.

Un spectromètre a été placé en face avant de la cible (25° par rapport à la normale de la cible) et permet d'observer l'émission entre 400 et 532 nm (section 2.4.3). Le dispositif expérimental est composé de deux paraboles permettant de créer l'image de la cible sur un spectromètre pour toutes les longueurs d'onde. Le spectromètre est composé quand à lui d'un réseau sphérique permettant de créer l'image de la cible dans une direction et le spectre dans l'autre direction (cf. figure 3.6). La caractérisation spectrale du spectromètre a été réalisée à l'aide de deux filtres interférentiels de longueur d'onde 400 nm et 532 nm.

Un des problèmes principaux de cette expérience a été le porte-cible. La géométrie du porte-cible classique de la salle Eclipse 3 a été conçue pour une incidence du laser sur la cible entre $\approx +45^\circ$ et $\approx -45^\circ$. L'incidence que nous désirons étudier est rasante. Pour pallier ce problème, nous avons développé un nouveau porte-cible (cf. figure 3.7) permettant d'insérer des cibles dans chacune des fentes du porte-cible. Cela nous a permis d'avoir un support stable permettant l'incidence rasante du faisceau « sonde ».

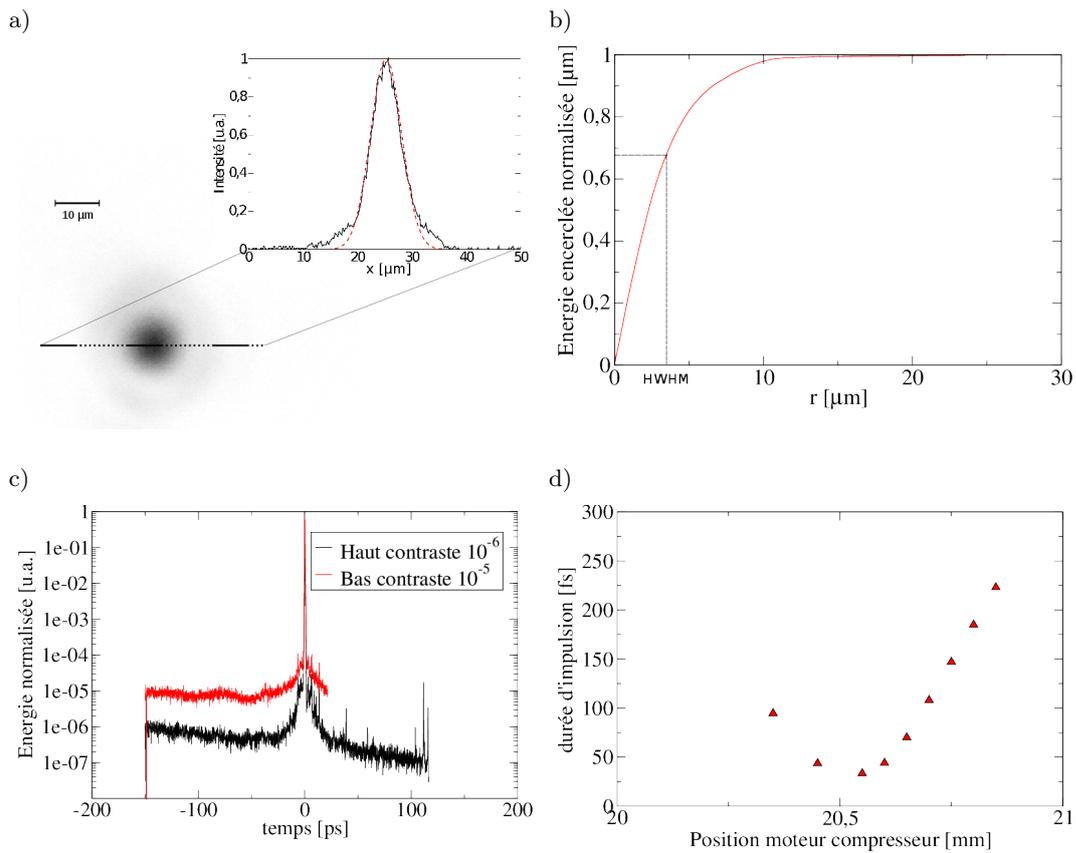


FIGURE 3.5: Paramètres du laser « pompe » obtenus lors de l'expérience sur l'étude de la rotation de Faraday. a) Tache focale obtenue lors de l'expérience Faraday avec le profil spatial (noir) et un fit gaussien $I = \exp[-(x - 25,3)^2 / (2 \times 2,88^2)]$ (tireté rouge). b) Énergie encerclée expérimentale de la tache focale. c) Deux configurations de contrastes en intensité donnés par un autocorrélateur 3ω . d) Durée d'impulsion du laser obtenue à l'aide d'un autocorrélateur 2ω en fonction de la distance entre les réseaux.

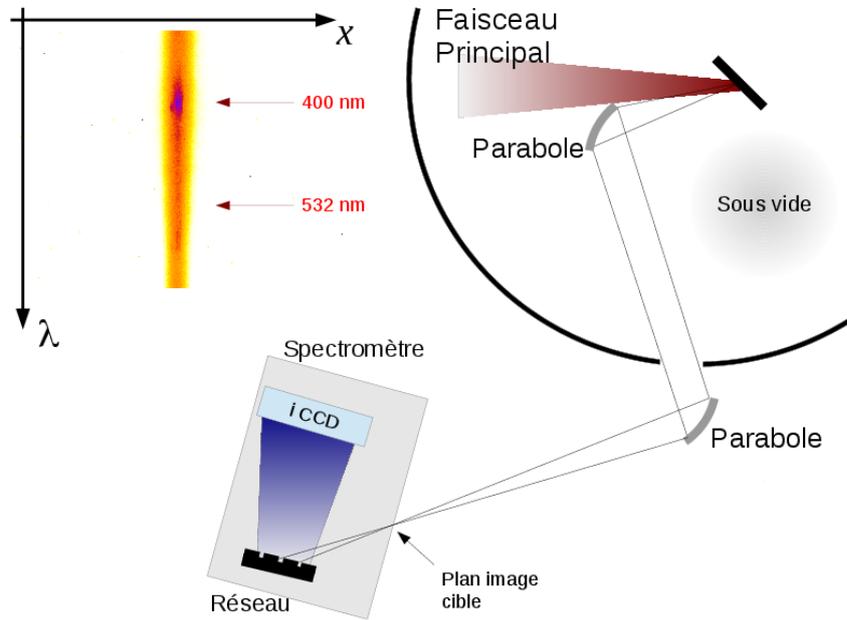


FIGURE 3.6: Schéma du montage expérimental du spectromètre visible-UV avec un exemple de spectre émis par une cible d'aluminium (couleurs artificielles).

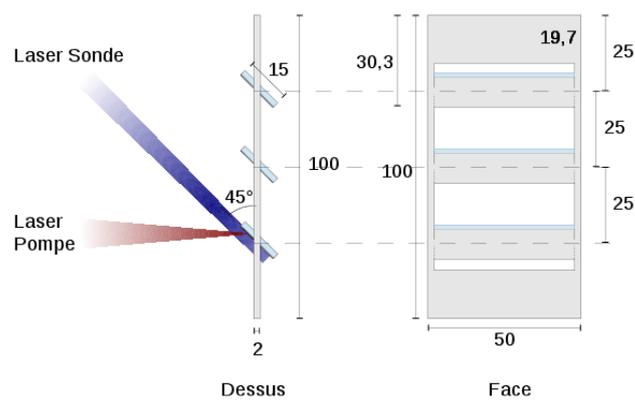


FIGURE 3.7: Schéma du porte-cible utilisé lors de l'expérience Faraday.

3.2 Expérience sur l'influence du pré-plasma sur le faisceau d'électrons

Le but principal de cette expérience a été de comprendre l'influence du pré-plasma sur la propagation ainsi que la génération du faisceau d'électrons chauds généré par l'interaction laser intense sur des cibles solides.

Cette expérience a été réalisée dans la salle Titan (Jupiter Laser Facility (JLF), laboratoire LLNL, Californie, U.S.) sous la direction de Farhat Beg. Cette installation possède deux sources lasers, une impulsion longue (doublée en fréquence 2ω de longueur d'onde $\lambda_{long} = 527$ nm), et une impulsion courte ($\lambda_{court} = 1053$ nm). L'impulsion longue possédant une énergie d'une centaine de Joules focalisée sur $200\mu\text{m}$ pendant 5 ns, servant à créer un pré-plasma. En effet, l'ablation de la cible par le laser va créer un pré-plasma d'une longueur de gradient d'environ $500\mu\text{m}$ (caractérisée par interférométrie). Une lame séparatrice dans la chambre d'expérience sépare le faisceau court en deux faisceaux. Une partie de l'énergie de ce faisceau (60%) sera le faisceau d'interaction (intensité sur cible $\approx 1,7 \times 10^{19}$ W/cm² avec une durée d'impulsion de 0,7 à 5 ps). Ce faisceau sera utilisé pour la création des électrons chauds. Les 40% de l'énergie restante (soit une intensité sur cible de $\approx 10^{19}$ W/cm²) seront utilisés dans le but de faire de la radiographie protonique des champs électriques et magnétiques en surface de la cible irradiée (cf. figure 3.8). La cible secondaire de création de protons est une feuille de titane de $7\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les diagnostics caractérisant le faisceau d'électrons sont : un HOPG [Akli 2010]², quatre canons Bremsstrahlung [Chen 2008a]³, deux spectromètres à électrons [Chen 2008b] et un cristal imageur (section 2.4.1). Ces diagnostics permettent ainsi de caractériser l'énergie du faisceau d'électrons sortant de la cible (spectromètres à électrons, HOPG), leurs divergences en sortie de cible (cristal imageur) et leurs températures (*Bremsstrahlung Cannons*). La densité du pré-plasma est caractérisée par un diagnostic d'interférométrie à 1ω .

3.3 Expérience d'ombroscopie X de haute résolution du faisceau d'électrons

Le but de l'expérience a été d'imager, par ombroscopie X, les filaments d'électrons créés par l'interaction entre un laser d'intensité 10^{19} W/cm² et une cible de cuivre.

Cette expérience a été réalisée au laboratoire SLAC National Accelerator Laboratory (Université de Stanford U.S.), dans la salle MEC sous la direction de Eric Galtier. Cette salle comporte un laser d'énergie 300 mJ sur cible, une durée d'impulsion de 44 fs (à

2. Spectromètre utilisant un cristal de Bragg en transmission.

3. Empilement de filtres de différents matériaux et d'écrans photostimulables (*Imaging plate*; IP).

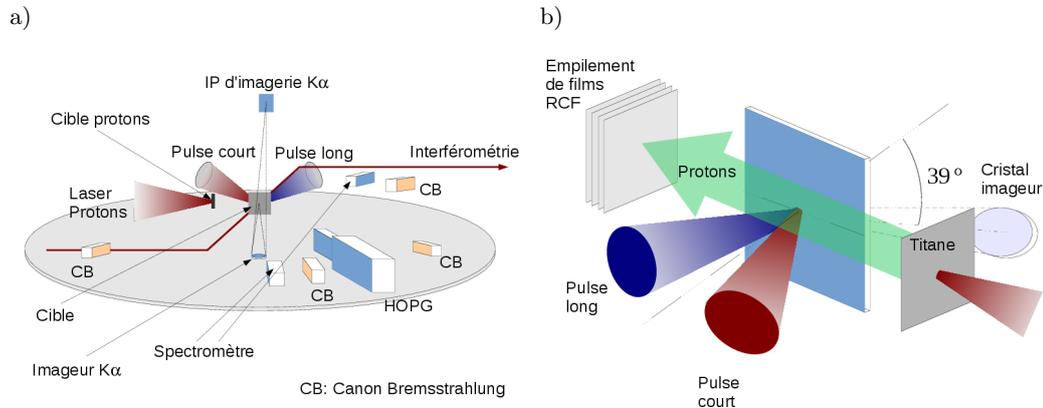


FIGURE 3.8: Schéma expérimental de l'expérience sur TITAN 3.2. a) Schéma général de la chambre. b) Schéma de la cible et des diagnostics.

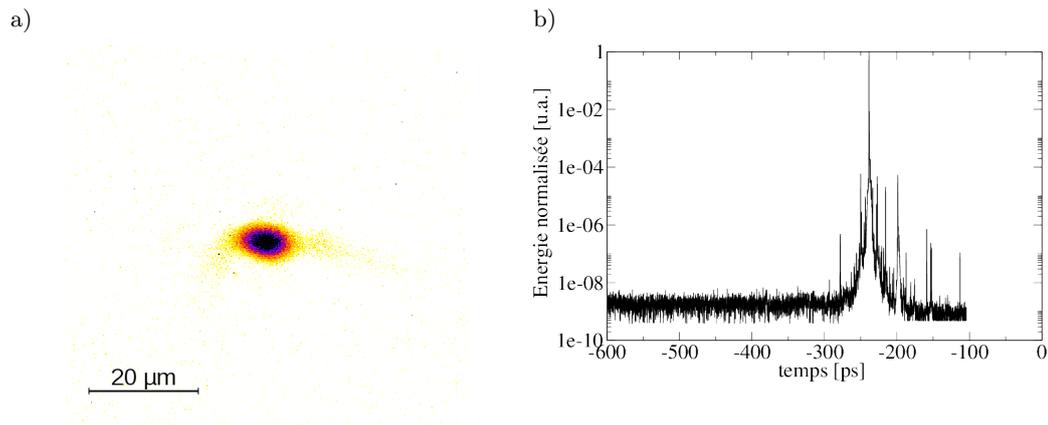


FIGURE 3.9: Paramètres du laser optique de l'expérience au SLAC 3.3 : a) Tache focale du laser optique. b) Mesure de contraste en intensité du laser à l'aide d'un autocorrélateur 3ω .

mi-hauteur, supposant une gaussienne) pouvant être focalisé à l'aide d'une parabole hors-axe sur une tache focale gaussienne de 5 à 15 μm à mi-hauteur (cf. figure 3.9a). L'intensité totale délivrée par ce laser est de l'ordre de 10^{19} W/cm 2 avec un contraste de $\approx 10^{-8}$ (cf. figure 3.9b). L'interaction de ce laser avec la cible génère un faisceau d'électrons chauds pouvant ensuite subir de la filamentation. Plusieurs diagnostics ont été utilisés dans le but de caractériser cette filamentation. Les cibles utilisées sont des feuilles de cuivre de plusieurs épaisseurs (5 μm , 10 μm , 20 μm et 48 μm) polies manuellement. Ce polissage améliore l'état de surface de la cible, cependant diminue son épaisseur. La particularité de cette expérience (et donc sa complexité) a été l'utilisation de la tranche des feuilles de cuivre comme point de focalisation du laser (cf. figure 3.10).

Le faisceau de photons X, d'énergie variable, délivré par le XFEL est utilisé pour

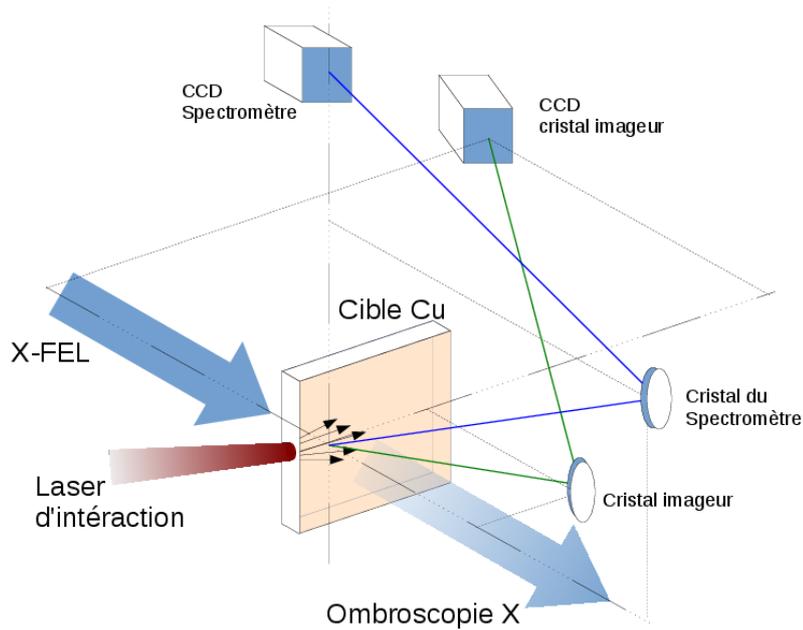


FIGURE 3.10: Schéma de l'expérience au SLAC 3.3 sur l'ombroscopie X du faisceau d'électrons.

réaliser une ombroscopie X de la zone d'interaction entre le laser et la cible. Ce diagnostic est la principale raison d'utilisation de la tranche de la cible comme point de focalisation. En effet, le laser X traversait la cible de façon perpendiculaire à celle-ci. La présence ou non de filaments va donc changer localement l'état d'ionisation de la matière. Ce changement d'ionisation va induire un déplacement spectral du flanc d'absorption K diminuant la transmission du cuivre en présence de filaments [Harmand 2013]. L'intensité transmise est captée par une caméra X. La comparaison entre l'intensité transmise avant le tir et pendant le tir optique permet d'obtenir le changement de transmission caractéristique de la présence ou non d'électrons chauds dans la cible. En complément de ce diagnostic, deux autres diagnostics sont placés dans l'enceinte. Le premier est un spectromètre permettant d'observer l'émission X du plasma sur la gamme 8 à 9 KeV. Ce spectromètre observe le flanc de la cible. Il permet entre autre d'avoir une idée de la température ainsi que du nombre d'électrons générés par l'interaction entre le laser optique et la cible. Le deuxième diagnostic est un imageur K_{α} . Cet imageur a été placé quasiment parallèle au faisceau X. Il permet de créer une image de l'émission K_{α} . Le cristal utilisé a été calibré en absolu, permettant d'avoir une idée du nombre de photons K_{α} émis par la cible ainsi qu'une estimation de la divergence du faisceau d'électrons. Le cristal a été placé à 232 mm du point d'interaction et à 1040 mm du détecteur (caméra CCD X Princeton PI-MTE2048B) donnant un grandissement théorique de 4,5 (4,48 obtenu expérimentalement par l'imagerie du déplacement d'une pointe au TCC d'une distance connue).

3.4 Expérience de caractérisation du faisceau d'électrons à l'intérieur d'une cible comprimée par laser

Le but de cette expérience a été de caractériser la propagation d'un faisceau d'électrons créé par un laser d'intensité $\approx 10^{18}$ W/cm² à travers une cible comprimée par laser.

Cette expérience a été réalisée au laboratoire LULI (Laboratoire d'Utilisation des Laser Intense, Ecole Polytechnique, France). La salle (MILKA) permet le couplage entre deux lasers. Le premier laser, est un laser Nd-Yag ($\lambda = 1024$ nm), d'énergie ≈ 800 J durant quelques nanosecondes. Il sera nommé « laser nano ». Le second laser Nd-Yag possède une énergie inférieure (≈ 80 J) comprimée par technique CPA jusqu'à une durée d'impulsion d'une picoseconde. Il sera nommé « laser pico ». Le laser nano, focalisé à l'aide d'une lentille accolée à une lame de phase [Lin 1995], sur une tache focale d'environ $140\mu\text{m}$ à mi-hauteur (FWHM; figure 3.11a et 3.11b) soit une intensité sur cible $\approx 10^{14}$ W/cm² (énergie encerclée 80 %). L'interaction du « laser nano » avec la cible va créer une onde de choc se propageant dans la cible. Cette onde de choc va augmenter la densité du milieu. Le « laser pico » quand à lui est focalisé, à l'aide d'une parabole hors axe, sur une tache focale de $10\mu\text{m}$ à mi-hauteur (cf. figure 3.11c et 3.11d) pour une intensité sur cible de $\approx 10^{18}$ W/cm² (énergie encerclée 50 %). Le but de ce laser est de créer le faisceau d'électrons que nous allons étudier. Pour améliorer le contraste en intensité, permettant une meilleure efficacité de l'accélération du faisceau d'électrons, nous avons placé un miroir plasma [Ziener 2003] sur le passage du « laser pico » (efficacité de conversion 50 %).

La cible utilisée lors de cette expérience est un cône de carbone (cf. figure 3.12a). Cette cible est complétée par deux dépôts de cuivre, un placé sur le cône et un placé en face arrière de la cible.

Dans le but de caractériser ce faisceau d'électrons, plusieurs diagnostics ont été mis en place (cf. figure 3.12b). Le premier diagnostic est une mesure de pyrométrie (Streaked-optical-pyrometry; SOP) [Omega 2014]. Il permet d'imager l'émission optique à l'intérieur du cône de la cible. Cette émission est caractéristique de l'expansion d'un plasma conséquence du débouché de l'onde de choc dans la matière. Le deuxième diagnostic est un canon bremsstrahlung [Chen 2008a]. Il permet d'obtenir le spectre bremsstrahlung émis par les électrons chauds lors de leur traversée dans la matière. L'expérience comptait un grand nombre de spectromètres : un spectromètre tronconique [Martinolli 2003], permettant d'observer les émissions des raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ du cuivre ; un spectromètre HOPG calibré en absolue, permettant d'observer les émissions des raies K_{α} et K_{β} du cuivre et K_{α} de l'argent. De plus, différents imageurs ont été placés dans le but d'observer les émissions X de la cible. Le premier est le microscope Kirkpatrick-Baez [McEntaffer 2009] permettant l'observation des émissions des raies K_{α} et K_{β} du cuivre (traceurs). Deux imageurs K_{α}

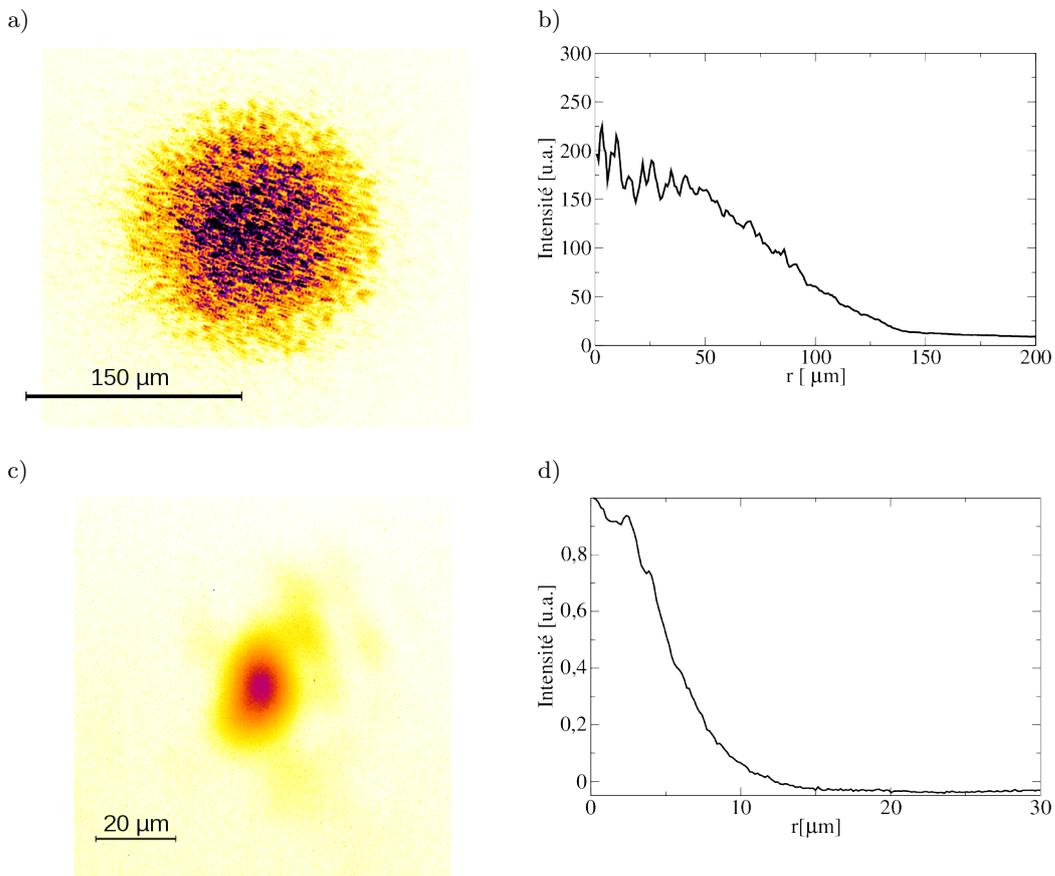


FIGURE 3.11: Paramètres laser de l'expérience 3.4. a) Tache focale du « laser nano » avec lame de phase. b) Coupe radiale de la tache focale du « laser nano ». c) Tache focale du « laser pico ». d) Coupe radiale de la tache focale du « laser pico ».

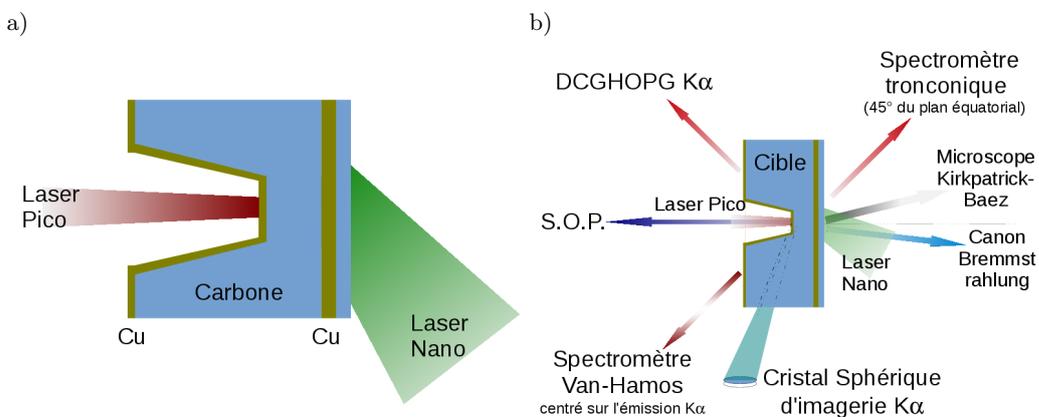


FIGURE 3.12: a) Schéma de la cible utilisée lors de l'expérience 3.4. b) Schéma global de l'expérience 3.4.

(section 2.4.1), permettent d'imager l'émission K_α du cuivre (imagerie du traceur dans le cône et le traceur en face arrière). L'interaction du « laser nano » sur la cible va créer un choc déplaçant le traceur de cuivre à l'intérieur de la cible.

3.5 Expérience sur la production de forts champs magnétiques à l'aide d'une cible de type boucle irradiée par laser nanoseconde

Le but de cette expérience a été de créer un fort champ magnétique à l'aide d'une cible de type boucle de courant.

Cette expérience a été réalisée au laboratoire LULI. La salle est composée de deux lasers. Un laser « nano » de durée d'impulsion ≈ 1 ns est focalisé sur une tache focale de $8 \mu\text{m}$ à mi-hauteur (cf. figures 3.13a et 3.13b). L'intensité sur cible est de l'ordre de $\approx 10^{17}$ W/cm². La cible utilisée est composée de deux disques reliés par un fil en forme de boucle. Un des deux disques possède un trou en son centre. La focalisation du laser nano sur le disque non-troué va permettre l'accélération de deux populations : les électrons et les ions. Les électrons les plus énergétiques peuvent atteindre le second disque créant ainsi une différence de potentiel entre les deux disques (reliés par la boucle). Cette dernière va permettre la circulation d'un courant entre ces deux disques. Ce courant passant dans la boucle va créer un champ magnétique (cf. figure 3.14a). Dans le but de caractériser ce champ magnétique (atteignant jusqu'à quelques centaines de Tesla), plusieurs diagnostics ont été utilisés lors de la première configuration (cf. figure 3.14a). Le premier diagnostic est l'utilisation de trois sondes B-dot [Piejak 1997]. Ces sondes, permettent d'obtenir le champ magnétique en un point de l'espace (elles possèdent une bande passante de 2,5 GHz pour une résolution temporelle ≈ 50 et ≈ 10 ps). Deux de ces B-dots sont unidirectionnelles, elles ont été placées dans le but d'avoir le champ azimuthal à deux positions différentes (sur deux axes). Le dernier B-dot est tri-dimensionnelle, il permet d'obtenir les champs magnétiques suivant trois directions x , y et z . Le deuxième diagnostic permettant d'obtenir une idée de la valeur du champ magnétique est l'utilisation d'un faisceau « sonde » dans un cristal biréfringent de quartz (ou de T.G.G.). Le champ magnétique (créé par la boucle) va faire tourner la polarisation du laser « sonde » (rotation de Faraday section 2.3.2). Dans le but de connaître cette polarisation un cube polariseur de type Wollaston sépare les projections suivant deux directions orthogonales e_x et e_y . Ces projections sont imagées, sur une caméra à balayage de fente (caméra Streak), permettant de suivre l'évolution temporelle du changement de polarisation, et par une caméra GOI, permettant d'obtenir une image 2D sur une durée de l'ordre de la picoseconde. Le dernier diagnostic permettant de caractériser le champ magnétique est la déflectométrie protonique (section 2.3.1). Ce diagnostic utilise le deuxième laser de la salle d'expérience MILKA, le faisceau pico,

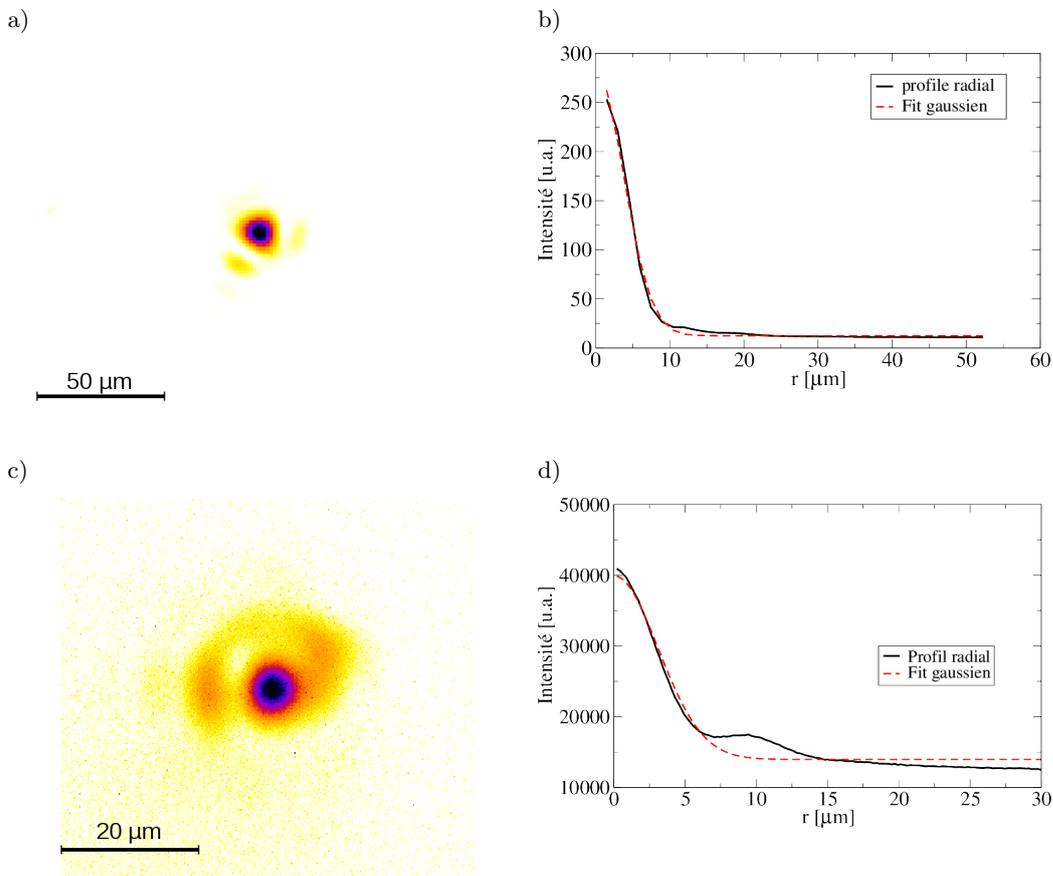


FIGURE 3.13: Paramètres laser de l'expérience 3.5. a) Tache focale du « laser nano ». b) Profil radial de la tache focale du « laser nano ». c) Tache focale du « laser pico ». d) Profil radial de la tache focal du « laser pico ».

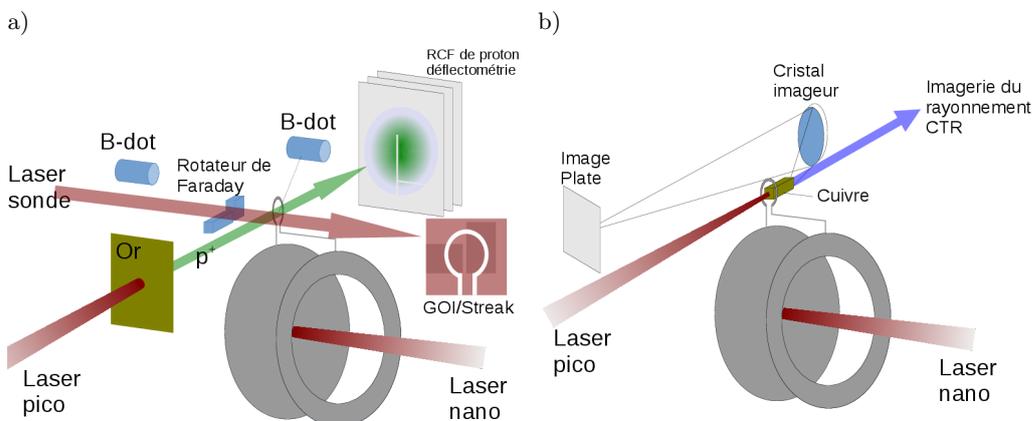


FIGURE 3.14: Schémas de l'expérience 3.5. a) Configuration de caractérisation de champ magnétique. b) Configuration divergence des électrons générés par une impulsion intense sur une cible solide soumise à un champ magnétique.

d'intensité $\approx 10^{19}$ W/cm² (Energie 30 J, durée d'impulsion 1 ps largeur de la tache focale à mi-hauteur 7 μ m (FWHM) et une énergie encerclée de 50 %; figures 3.13c et 3.13d). Le « laser pico » est focalisé sur une feuille d'or de 10 μ m d'épaisseur. Ce faisceau laser va générer un faisceau de protons par le mécanisme T.N.S.A (section 1.2.4). Dans cette expérience, nous avons fait propager ce faisceau de protons à travers la région magnétisée pour sonder le champ magnétique traversé. Différents spectromètres sont également placés dans l'enceinte. Parmi ces spectromètres, nous pouvons compter : deux Canons bremsstrahlung [Chen 2008a] (dans le but de déterminer la température des électrons chauds se propageant dans la cible), un spectromètre tronconique [Martinolli 2003] (dans le but d'observer les émissions K_α et K_β de la cible) et un spectromètre Von-Hamos [Hoszowska 1996] (dans le but d'observer les raies d'émissions du plasma pour en connaître la température). Un diagnostic de pyrométrie S.O.P. [Omega 2014] est placé en face arrière de la cible. Ce diagnostic permet de mesurer le temps de débouché du choc dans la matière, donnant des informations sur la pression du choc et donc sur l'intensité du laser.

Une fois le champ magnétique caractérisé le mieux possible, nous avons observé l'effet de ce champ magnétique sur la divergence d'un faisceau d'électrons se propageant dans la matière (deuxième configuration figure 3.14b). Nous avons utilisé une cible secondaire placée à proximité de la boucle, donc plongée dans le champ magnétique. Le « laser pico » a été focalisé sur cette cible dans le but de créer un faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible. Deux diagnostics ont permis de caractériser la divergence de ce faisceau d'électrons : l'un était un imageur K_α (cf. section 2.4.1) permettant l'observation de l'émission K_α de la cible produite par le passage des électrons chauds, l'autre était l'imagerie de l'émission C.T.R. caractéristique de la propagation d'un faisceau d'électrons chauds traversant la frontière entre deux milieux de propriétés diélectriques différentes (section 2.4.3), ici la cible et le vide en face arrière.

3.6 Campagne de caractérisation de la réflectivité de cristaux sphériques imageurs

Comme vu dans la section 2.4.1 l'utilisation de cristaux imageurs, dans la gamme des rayons X, est assez fréquente dans les expériences d'interaction laser-matière. Il est donc important de connaître les propriétés de ces cristaux, notamment leur réflectivité. C'est l'objectif de l'expérience développée ci-après.

L'expérience s'est déroulée dans le laboratoire CELIA à l'Université de Bordeaux, chaîne laser Eclipse, Salle Eclipse 3 (cf. figure 3.1). Les paramètres laser sont les mêmes que ceux de l'expérience 3.1. Nous avons caractérisé trois cristaux : deux cristaux de Quartz possédant un substrat de 80 μ m d'épaisseur (un nouveau et un plus ancien) et un cristal

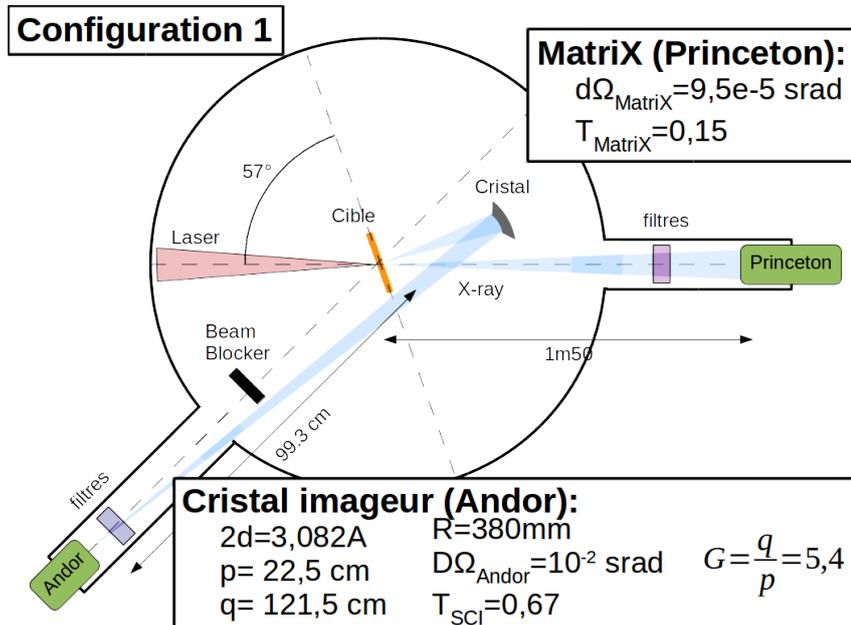


FIGURE 3.15: Schéma expérimental de l'expérience de caractérisation de la réflectivité de cristaux : première configuration possédant les cristaux sphériques imageurs.

de Quartz de substrat de $40 \mu\text{m}$. Les cristaux choisis sont des α -Quartz, possédant les indices Miller $(21\bar{3}1)$, une double distance inter-plan de $2d = 0,3082 \text{ nm}$, idéale pour réfléchir l'émission K_α du cuivre. En effet, on obtient un angle de Bragg à l'ordre 2 de $\theta_{\text{Bragg}} \approx 88^\circ$ proche de 90° permettant une bonne résolution (cf. partie 2.4.1). La campagne expérimentale a été divisée en deux expériences : la première, possède deux diagnostics principaux : l'imageur K_α (grandissement $G = 5,4$, la distance cristal-source $p = 225 \text{ mm}$ et la distance cristal détecteur $q = 1215 \text{ mm}$) et un spectromètre MatriX (cf. section 2.4.2) (cf. figure 3.15) ; la deuxième permet de caractériser l'efficacité des deux caméras utilisées lors de l'expérience précédente. Les deux caméras en configuration MatriX observant l'émission K_α de la cible ont permis une meilleure calibration en absolue de l'émission de la cible (à l'aide de la comparaison entre les spectres des deux caméras) et donc une meilleure détermination de la réflectivité de nos cristaux (cf. figure 3.16). Cette expérience a été réalisée en salle ECLIPSE 3 en décembre 2012 avec les paramètres laser 110 mJ (stabilité RMS 1,4 à 7% et contraste en intensité de 10^{-6}) sur cible dans une tache focale de taille $18 \times 11 \mu\text{m}$ à mi-hauteur et une durée d'impulsion de 50 fs . Le laser a été focalisé sur une cible de $10 \mu\text{m}$ de cuivre avec un angle de 33° pour une intensité totale de l'ordre de $\approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (Paramètres identiques à l'expérience de Juillet 2013 figure 3.3). La difficulté principale de cette caractérisation expérimentale est la faible distance entre le retour de l'image de la face arrière et le point d'impact du laser. En effet cette distance calculable géométriquement est de $\approx 10 \text{ mm}$. Un porte-cible particulier a dû être réalisé pour pouvoir laisser passer l'image de l'émission K_α en face arrière (cf. figure 3.17). Les

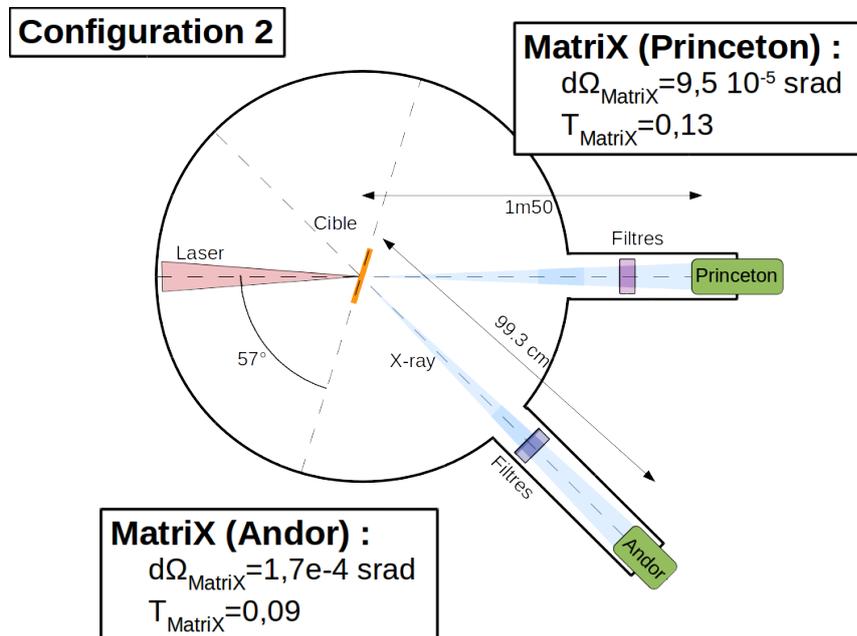


FIGURE 3.16: Schéma expérimental de l'expérience 3.6 de caractérisation de la réflectivité de cristaux : deuxième configuration possédant les deux caméras en configuration MatriX.

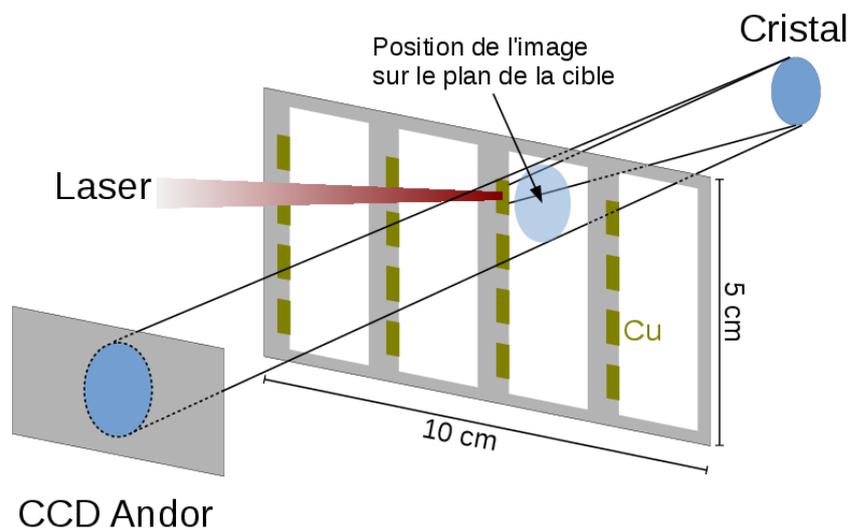


FIGURE 3.17: Schéma du porte-cible utilisé lors de l'expérience 3.6.

résultats de cette campagne sont présentés en Annexe C.

Chapitre 4

Résultats obtenus

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le faisceau d'électrons issu de l'interaction d'un laser intense avec une cible dense (de densité solide ou sur-critique) est intrinsèquement divergent. Cette divergence peut être liée à plusieurs phénomènes, par exemple la divergence initiale créée par un fort champ magnétique près de la densité critique, les collisions électrons-ions changeant la direction des électrons ou encore la trajectoire, non unidirectionnelle, des électrons dans un champ laser relativiste. Dans ce chapitre, nous allons essayer de comprendre l'influence du champ magnétique en surface d'une cible irradiée par laser sur la divergence initiale du faisceau d'électrons se propageant dans celle-ci. Nous allons détailler les résultats obtenus sur l'ensemble des expériences présentées dans le chapitre 3, dans lesquelles certains diagnostics furent communs. Nous étudierons les champs magnétiques en surface d'une cible irradiée à l'aide de trois méthodes : par polarimétrie, par interférométrie croisée et enfin par déflectométrie protonique. Ce champ magnétique peut être responsable de la large distribution angulaire et donc de la divergence initiale des électrons chauds se propageant dans la matière. La divergence du faisceau d'électrons sera étudiée par la suite suivant trois méthodes différentes : le rayonnement de transition, l'imagerie K_α et enfin l'ombroscopie X.

4.1 Champs magnétiques en surface de solides irradiés par laser intense

4.1.1 Champ magnétique déterminé par polarimétrie

Nous allons d'abord analyser la série d'expériences de polarimétrie (Section 3.1.1). Pour déterminer les valeurs de champ magnétique ayant modifié l'ellipticité du laser « sonde », il est nécessaire d'effectuer deux tirs (chaque tir comporte quatre images correspondant aux quatre projections du champ électrique du laser sur différents axes : \mathbf{e}_x ,

e_y , e_a et e_r). Les deux tirs sont nommés respectivement « de référence », correspondant à la réflexion du laser « sonde » sur la cible solide imperturbée, donc sans laser « pompe », et « d'interaction », correspondant à la réflexion du laser « sonde » dans le plasma créé par le laser pompe. Le délai Δt entre les deux faisceaux est contrôlable et modifiable pour reconstruire la dynamique d'évolution des champs magnétiques sur une série de tirs. Un exemple de résultats issus d'un tir d'interaction est représenté sur la figure 4.1 montrant les projections du champ électrique du laser suivant les différentes directions (représentées sur la figure 4.1e) 1,5 ps après l'interaction du laser « pompe ». Notre faisceau sonde, initialement polarisé suivant e_y change sa polarisation, après réflexion dans le plasma. La réflectivité \mathcal{R} de la cible chute avec le temps. Elle est définie telle que :

$$\mathcal{R} = \frac{(E_x^2)^{int} + (E_y^2)^{int}}{(E_x^2)^{ref} + (E_y^2)^{ref}} \quad (4.1)$$

avec E_i la projection du champ électrique du laser sur la direction i , ref et int représentent les tirs de référence ou d'interaction. La carte de réflectivité obtenue lors de ce tir est représentée sur la figure 4.2. Cette image permet donc de voir la taille caractéristique du plasma créé par l'interaction du laser « pompe », de l'ordre de $350 \times 250 \mu\text{m}$. A noter que le plasma sondé a toujours une taille inférieure aux dimensions de la tache focale du laser sonde ($\approx 200 \mu\text{m}$ à mi hauteur soit un éclairement acceptable sur $500 \mu\text{m}$). A l'inverse la taille du plasma créé est très supérieure à la tache focale du laser « pompe ». Au pourtour de la zone d'analyse, la cible possède parfois une réflectivité supérieure à 1 (réflectivité théorique de cette zone). Cette erreur est purement numérique et est due aux difficultés liées à la comparaison entre les images de référence et les images d'interaction. Nous nous focaliserons sur la région centrale.

4.1.1.1 Correspondance des images

Pour permettre l'analyse des images présentées dans la suite de ce manuscrit (ainsi que la réflectivité de la figure 4.2), il est nécessaire de comparer les images des tirs de référence avec les images des tirs d'interaction. La première difficulté est de trouver les pixels de chacune des quatre images correspondant au même point au centre chambre. Pour y parvenir, nous avons créé un cratère à l'aide du laser « pompe » imagé ensuite sur les quatre directions de polarisation (cf. figure 4.3). Nous avons ensuite utilisé une méthode nommée corrélation d'image¹. Elle consiste à faire la corrélation mathématique de deux images comme, dans le cas de la corrélation entre les images de direction de polarisation

1. Initialement utilisée pour déterminer les déplacements de particules, bactéries [Perez-Careta 2008].

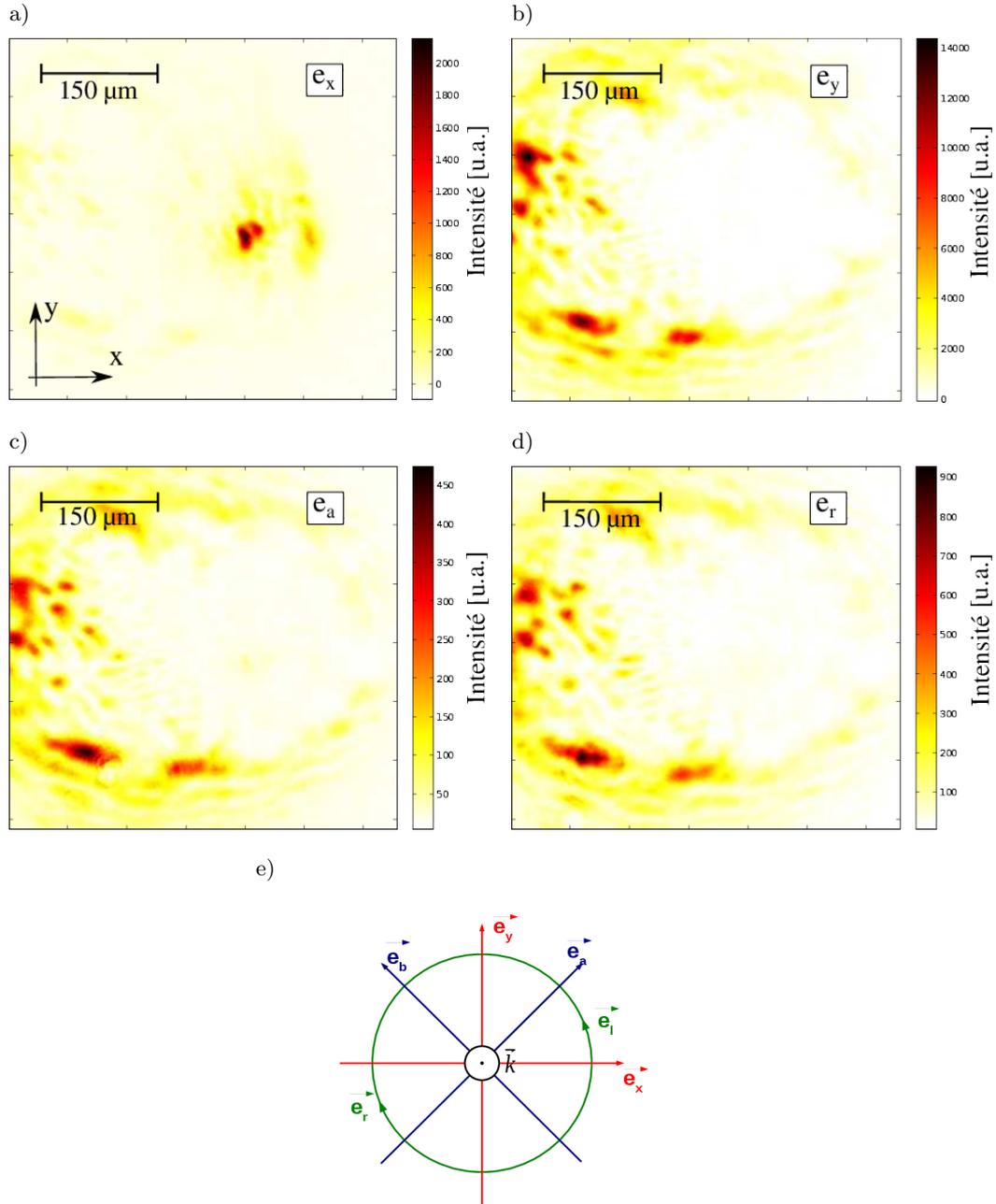


FIGURE 4.1: Exemple d'un résultat de polarimétrie issu d'un tir d'interaction entre un laser d'intensité de $2,1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et une cible d'aluminium, avec un delay $\Delta t = 1,5 \text{ ps}$. Les quatre projections de polarisation du laser « sonde » sont représentées. a) Direction e_x . b) Direction e_y . c) Direction e_a . d) Direction e_r . e) Rappel des différentes directions de projection.

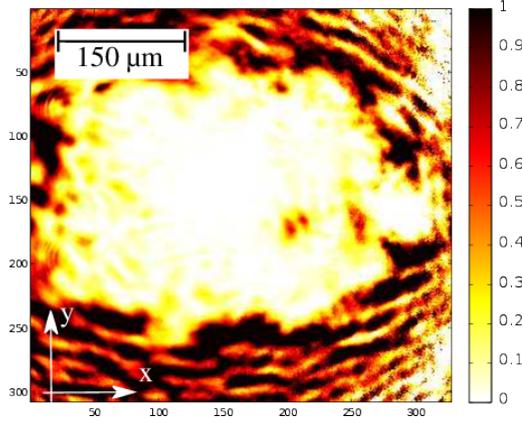


FIGURE 4.2: Carte de la réflectivité de la cible obtenue avec un délai de $\Delta t = 1,5$ ps dans le cadre de l'interaction d'un laser d'intensité $2,1 \times 10^{17}$ W/cm² avec une cible d'aluminium.

e_x et e_y (img_X et img_Y) :

$$\Gamma_{img_X, img_Y}(x, y) = \sum_{\varkappa=0}^{sz_x} \sum_{\varrho=0}^{sz_y} img_X^*(\varkappa, \varrho) img_Y(\varkappa + x, \varrho + y), \quad (4.2)$$

avec img_X représentant le niveau de gris (counts de la caméra CCD) dans le pixel de coordonnées (\varkappa, ϱ) , sz_x la taille de l'image en pixel suivant la direction x et sz_y la taille de l'image en pixel suivant la direction y . Cette corrélation se prête très facilement à une résolution numérique et donne les résultats de la figure 4.4. Dans notre cas, nous cherchons à trouver la translation permettant la meilleure cohérence spatiale entre nos deux images. Cette translation est définie par deux points : le centre de l'image et le maximum de l'image de corrélation (sur la figure 4.4 le centre de l'image est représenté par une croix et le maximum de la corrélation entre les deux images est clairement visible aux coordonnées $x = 620$ et $y = 1020$). Ce maximum permet ainsi d'obtenir le pixel correspondant à la plus grande cohérence spatiale des deux images. Ainsi en répétant cette manipulation sur toutes les images (deux par deux), nous obtenons le pixel (pour chaque image) correspondant au même point objet au centre chambre. Une méthode aisée de vérification est de soustraire les images deux par deux. Cette soustraction permet de déterminer l'erreur sur cette auto-corrélation (cf. figure 4.5). Cette soustraction n'est pas parfaite, ceci est due aux optiques et autres bruits de fond différents. Néanmoins, une estimation de l'erreur de cette méthode est de l'ordre du pixel. Il a de plus été vérifié qu'aucune rotation n'existait entre les images.

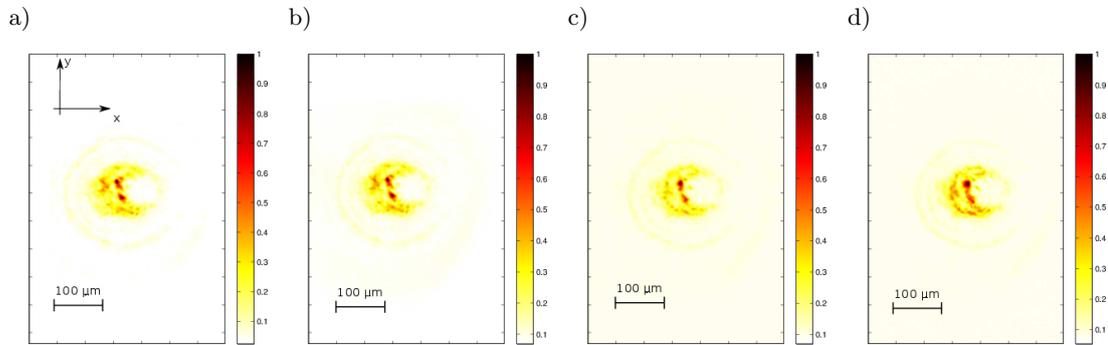


FIGURE 4.3: Exemple des quatre projections correspondant à l'image d'un cratère créé par laser, d'une taille d'environ $100\mu\text{m}$ a) Direction x . b) Direction y . c) Direction r . d) Direction r .

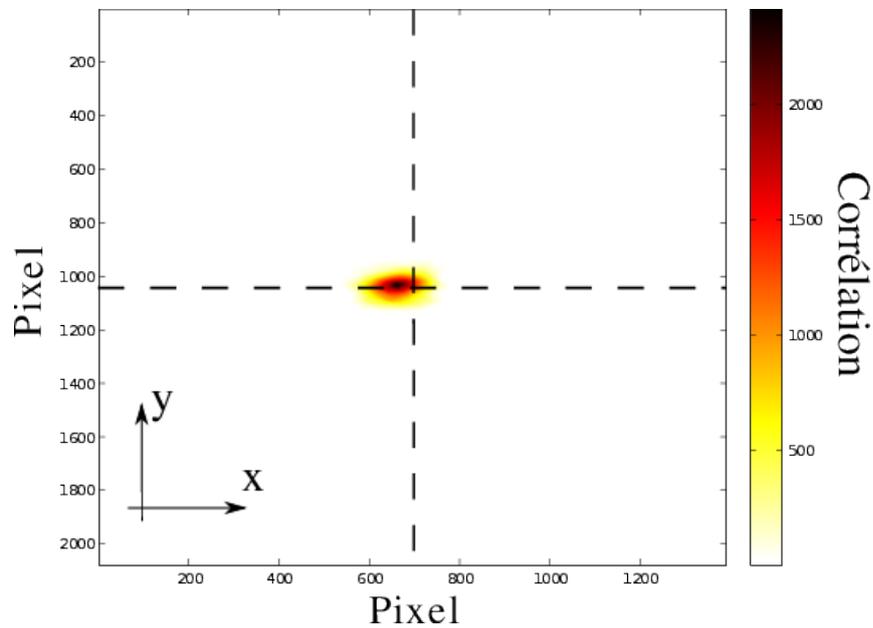


FIGURE 4.4: Exemple de corrélation entre l'image correspondant à la projection suivant la direction e_x et l'image correspondant à la direction e_y). La croix représente le centre de l'image correspondant à l'autocorrélation d'une seule image ne représentant aucun décalage entre les deux centres des images.

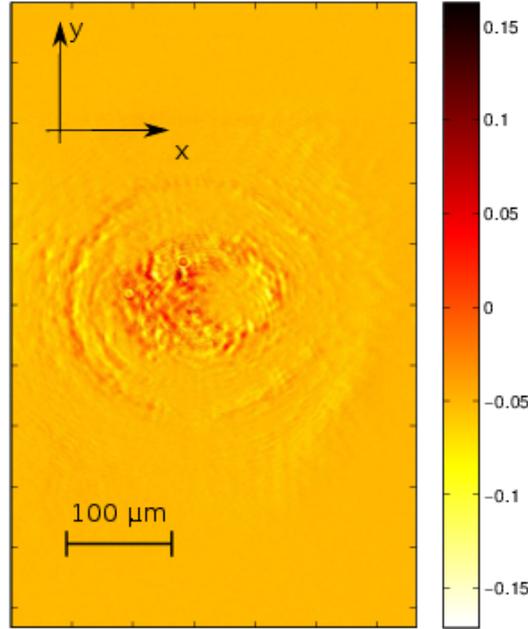


FIGURE 4.5: Exemple de soustraction des deux images de projection e_x et e_y .

4.1.1.2 Obtention des ellipticités de chaque tir

Chaque pixel de l'image correspond à la propagation d'un rayon de lumière à travers le plasma. Ce rayon de lumière est réfléchi à la densité de coupure ou avant, et est ensuite imagé par le détecteur. Chaque pixel possède ainsi une information sur la densité du plasma et le champ magnétique traversé. En utilisant les équations 2.34, définissant le vecteur de Stokes à l'aide des projections suivant les quatre directions, il est possible d'obtenir les paramètres de Stokes du laser réfléchi par le plasma sur chaque pixel, c'est-à-dire, sur chaque position de la surface de la cible irradiée par le laser sonde. Le polariseur étant constitué de deux caméras différentes et d'optiques différentes, il est nécessaire de bien caractériser le polarimètre.

Le tir de référence (correspondant à la réflexion du laser sonde sur une cible solide non perturbée) permet de calibrer notre polarimètre. En effet lors du tir de référence, la polarisation du laser est linéaire suivant la direction e_x . Les paramètres de Stokes normalisés d'un laser polarisé linéairement sont

$$s_{ref} = \begin{pmatrix} 1 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0/S_0 \\ S_1/S_0 \\ S_2/S_0 \\ S_3/S_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

En utilisant le fait que $s_2 = 2E_a^2/S_0 - 1$ est nul, nous pouvons en déduire une relation entre

S_0 (représentant l'intensité du laser obtenue à l'aide de la caméra A) et E_a^2 (représentant la projection du champ électrique du laser obtenue par la caméra B). Cette relation suppose que la polarisation du laser incident est parfaitement connue (polarisation parfaitement linéaire). Ainsi, les paramètres de Stokes d'un tir d'interaction, en prenant en compte la différence entre les deux caméras, peuvent être définis comme suit :

$$S_0 = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (E_x^2)^A + (E_y^2)^A \\ (E_x^2)^A - (E_y^2)^A \\ 2R_a(E_a^2)^B - S_0^A \\ 2R_r(E_r^2)^B - S_0^A \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

avec les exposants A et B identifiant les mesures faites sur chacune des deux caméras, $R_r = S_0 \text{ ref} / 2E_r^2 \text{ ref}$ et $R_a = S_0 \text{ ref} / 2E_a^2 \text{ ref}$ les facteurs de proportionnalité permettant de prendre en compte les différentes transmissions/réflexions des optiques et les caméras CCD. Dans un cas idéal, les facteurs R_r et R_a sont identiques car ils ne dépendent que de la caméra. Cependant, les optiques traversées par le faisceau sonde sur les deux bras du polarimètre étant différentes, le facteur R_a est en pratique légèrement supérieur au facteur R_r de quelques pourcents ($\approx 3 \%$). L'utilisation de ce formalisme permet ainsi de déterminer les paramètres de Stokes des images de la figure 4.1. Nous obtenons, pour une intensité sur cible de $2,1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et un délai de 1,5 ps après l'interaction, la figure 4.6.

Pour une meilleure visualisation de la polarisation d'une onde, elle peut être définie en fonction de deux angles χ et φ , l'angle χ étant l'ellipticité et φ l'angle entre la direction e_x et l'axe de polarisation principal (cf. figure 2.15), tel que

$$\chi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \right) \quad (4.5)$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{S_2}{S_1} \right). \quad (4.6)$$

Ainsi, pour le tir d'interaction que nous suivons depuis le début, les cartes des angles χ et φ déduites des valeurs des projections du polarimètre est montrée sur la figure 4.7. Dans notre cas, la valeur de l'angle φ , correspondant à la rotation de Faraday est très faible (cf. figure 4.7b). Sa valeur moyenne obtenue sur la zone d'interaction (définie par une réflectivité de la cible inférieure à 1 ; figure 4.2) est très faible ($\approx 10^{-2}$), bien que certaines zones possèdent une valeur pouvant atteindre un angle de $\approx 0,6 - 1 \text{ rad}$ (dû probablement à une erreur numérique). Cela signifie qu'il n'y a pas (ou très peu) de rotation dans ce cas.

La mesure la plus intéressante est celle de l'angle χ (cf. figure 4.7a). Il correspond au changement d'ellipticité dû à l'effet Cotton-Mouton (effet détaillé dans la section 2.3.2.1). La figure 4.7a montre, sur les pourtours de l'image, un angle χ de l'ordre de $\approx 0 \text{ rad}$ corres-

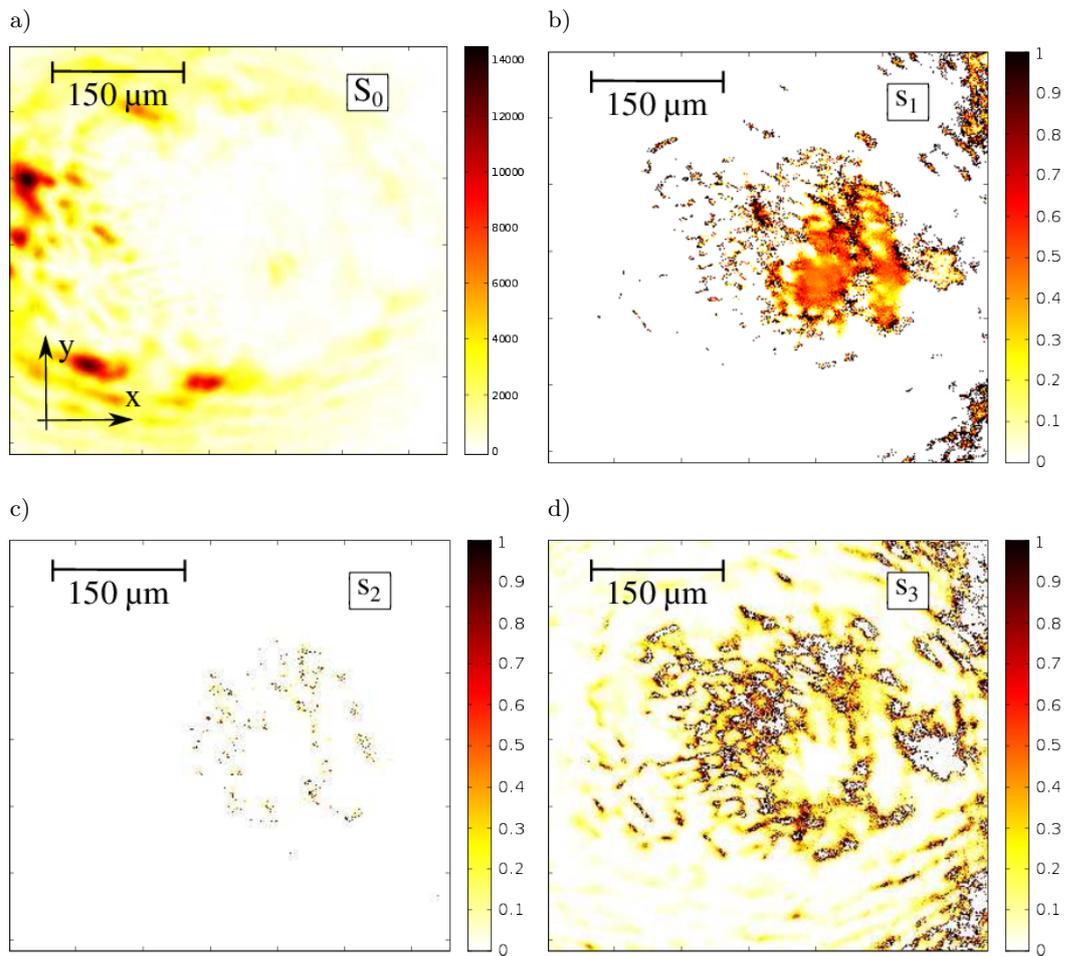


FIGURE 4.6: Exemple de paramètres de Stokes obtenus dans le cadre de l'interaction d'un laser d'intensité de $2,1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec un délai $\Delta t = 1,5 \text{ ps}$. a) S_0 . b) S_1 . c) S_2 . d) S_3 .

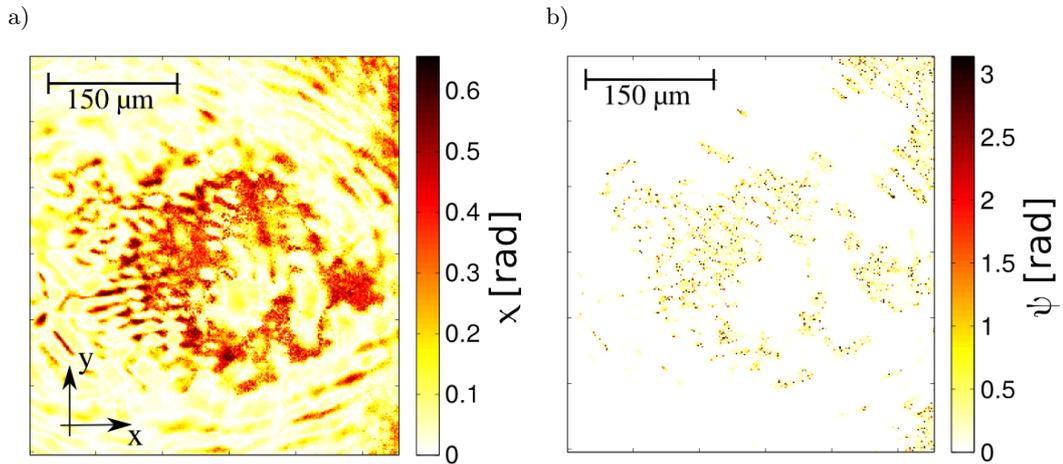


FIGURE 4.7: Exemple des angles de polarisation χ (ellipticité) et φ (rotation) obtenus dans le cadre de l'interaction d'un laser d'intensité de $2,1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec une cible d'aluminium. Le délai entre les deux faisceaux étant $\Delta t = 1,5 \text{ ps}$. a) χ . b) φ .

pondant à une zone sans champ magnétique (se traduisant par un changement d'ellipticité du laser « sonde » nulle). Par contre, la zone centrale possède une valeur de l'angle χ d'environ $\approx 0,2 \text{ rad}$ sur un diamètre d'environ $\approx 150 \mu\text{m}$. Cette zone est très intéressante car le champ magnétique ambiant du plasma change la polarisation du laser « sonde ».

Un résumé des différentes mesures est montré sur la figure 4.8, donnant la valeur moyenne de l'ellipticité (obtenue en prenant la moyenne de l'ellipticité de la figure 4.7a sur la zone de présence du champ magnétique) en fonction du temps, pour différents paramètres laser tels que sa durée d'impulsion, son contraste en intensité et son énergie. Bien que les résultats varient suivant les tirs, il est tout de même possible d'identifier des tendances aux changements d'ellipticité.

En particulier une différence assez remarquable peut être observée entre les résultats pour différents contrastes (amélioration du contraste au cours de l'expérience). Les résultats observés avec un contraste de 10^{-6} (cf. figure 4.8a) montrent clairement une augmentation rapide du champ magnétique après l'interaction entre le laser « pompe » et la cible, puis une diminution pouvant être caractérisée par une exponentielle. Par contre, les résultats dans le cas d'un contraste plus faible (inférieur à 5×10^{-5}) montrent un changement d'ellipticité augmentant avec le temps, pouvant être approximé à une fonction racine carré. Les évolutions temporelles pour ces deux types de contrastes seront détaillées dans la suite de ce manuscrit (cf. section 4.1.1.5). Il est également important de noter que le changement d'ellipticité augmente avec l'intensité laser sur cible. Tout d'abord, nous allons regarder comment passer de la mesure du changement d'ellipticité au champ magnétique associé l'ayant produit.

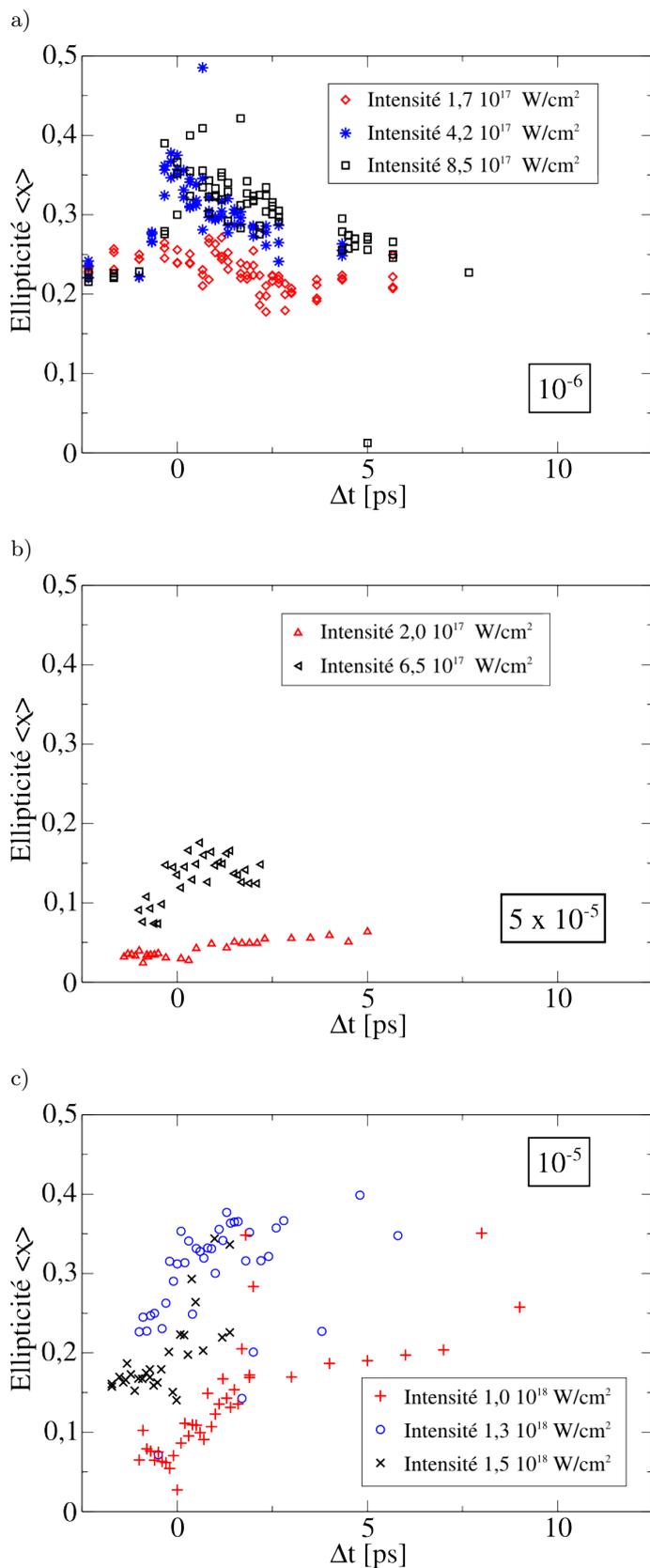


FIGURE 4.8: Résumé des résultats d'ellipticité χ obtenus en fonction du délai Δt entre les faisceaux laser pour différentes intensités laser et pour trois contrastes en intensité différents. a) Contraste en intensité 10^{-6} . b) Contraste en intensité 5×10^{-5} . c) Contraste en intensité 10^{-5} .

4.1.1.3 Résolution numérique du changement de polarisation pour un profil de densité exponentielle

En supposant une expansion à une dimension, le profil de densité d'un plasma créé par laser peut être décrit par un modèle auto semblable avec une exponentielle décroissante

$$X = \frac{n_e}{n_c} = e^{-\frac{z-z_c}{L}}, \quad (4.7)$$

avec z_c la position de la densité critique et $L \equiv (\nabla_z n_e/n_e)^{-1}$ la longueur de gradient. Le gradient de densité joue un rôle important sur l'effet Cotton-Mouton (l'effet Cotton-Mouton étant directement lié à la densité du plasma; équation 2.32) :

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{2} \int \frac{XY^2 \sin^2 \theta}{1 - Y^2} \sin(2\beta) \frac{\omega}{c} dl. \quad (4.8)$$

Le but de cette sous-section est de calculer le changement d'ellipticité de notre laser « sonde » lorsqu'il se propage dans le plasma (correspondant à un aller-retour d'une densité nulle à la densité de coupure n_{co} , où le laser ne peut plus se propager et est réfléchi).

La méthode la plus simple pour y parvenir est la résolution analytique. Elle consiste à injecter le profil de densité de l'équation 4.7 dans les équations simplifiées de l'effet Cotton-Mouton (cf. équations 2.32). Ainsi l'équation représentant le changement d'ellipticité devient :

$$\begin{aligned} \frac{b}{a} &= 2 \int_{-\infty}^{z_{co}} \frac{XY_{\perp}^2}{1 - Y_{\perp}^2} \sin(2\beta) \frac{\omega}{c} dz, \\ &= 2 \frac{Y_{\perp}^2}{1 - Y_{\perp}^2} \sin(2\beta) \int_{-\infty}^{z_{co}} e^{-\frac{z-z_c}{L}} \frac{\omega}{c} dz, \end{aligned}$$

avec z_{co} la position de la densité de coupure (inférieure à la position de la densité critique $z_{co} < z_c$). En résolvant l'intégrale et en utilisant que $X_{co} + Y_{co} = 1$, on obtient :

$$Y_{\perp}^3 \sin(2\beta) L \frac{\omega}{c} - Y_{\perp}^2 \left(\sin(2\beta) L \frac{\omega}{c} + \frac{b}{a} \right) + \frac{b}{a} = 0. \quad (4.9)$$

Il est désormais possible, à l'aide de cette équation, d'obtenir de manière très simple le champ magnétique Y_{\perp} en fonction du changement d'ellipticité du laser sonde $\frac{b}{a}$. Cependant cette analyse n'est pas valide en absolu. En effet le domaine de validité de l'équation 2.32 est $X \ll 1$ et $Y \ll 1$. Ici, l'onde se propage jusqu'à la densité de coupure X_{co} se trouvant en dehors des conditions de validité. Cette méthode donne tout de même un ordre de grandeur acceptable pour un calcul rapide. Pour plus de précisions, il est nécessaire de réaliser une résolution numérique de la propagation d'une onde dans un plasma. Nous allons étudier différentes méthodes de résolution de la propagation d'une onde à travers un plasma.

La première méthode définit le champ électrique du laser comme la somme de ses projections suivant deux directions orthogonales \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y , et de propager cette onde à l'aide des équations de Maxwell dans un plasma homogène de densité connue (résolution classique des équations de Maxwell dans un plasma homogène). Comme le montre la figure 4.9b (lorsque le champ magnétique \mathbf{B} régnant dans le plasma est perpendiculaire au vecteur d'onde \mathbf{k}), le changement d'ellipticité obtenu de cette manière correspond aux résultats théoriques (pour $X \ll 1$ et $Y \ll 1$) pour $Y < 0,05$. Cependant, lorsque le champ magnétique devient trop fort $Y > 0,05$, les résultats divergent. La rotation de Faraday (lorsque le champ magnétique \mathbf{B} est parallèle au vecteur d'onde \mathbf{k}) quant à elle, est très mal décrite (voire pas du tout), indépendamment de la valeur de Y (cf. figure 4.9a).

La seconde méthode consiste à décomposer le champ électrique du laser suivant les vecteurs tournants \mathbf{e}_r et \mathbf{e}_l (une onde linéairement polarisée étant la somme d'une onde de polarisation circulaire droite et d'une onde de polarisation circulaire gauche de même intensité). Contrairement à la méthode expliquée précédemment, cette méthode décrit très bien la rotation de Faraday, comme le montre la figure 4.9c (la courbe théorique pour $X \ll 1$ et $Y \ll 1$ et la courbe de résolution numérique sont parfaitement identiques jusqu'à une valeur de champ magnétique $Y \approx 0,1$). Cependant, comme le montre la figure 4.9d, la courbe théorique et la courbe numérique sont très différentes (valeur nulle de l'ellipticité jusqu'à $Y \approx 0,1$). Cette fois c'est l'effet Cotton-Mouton qui n'est pas décrit.

La troisième et dernière méthode, la plus complète, consiste à utiliser le formalisme des vecteurs de Stokes. Ce formalisme se traduit par la résolution numérique des équations 2.35 et 2.36.

$$\frac{d\mathbf{s}(l)}{dl} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{s}(l) \quad (4.10)$$

$$\tilde{N}^2 = 1 - \frac{X}{1 - i\nu/\omega - \frac{Y_{\perp}^2}{2(1-X-i\nu/\omega)} \pm \sqrt{\frac{Y_{\perp}^4}{4(1-X-i\nu/\omega)^2} + Y_z^2}} \quad (4.11)$$

avec $\mathbf{\Omega} = -\frac{\omega}{c}(N_1 - N_2)\mathbf{s}_{c2}$. Les effets de rotation de Faraday et Cotton-Mouton y sont mieux décrits. Les figures 4.9e et 4.9f montrent un bon accord entre la méthode utilisant les vecteurs de Stokes et les résultats théoriques jusqu'à une valeur de champ magnétique $Y \approx 0,1$. Après cette valeur, les résultats théoriques ne sont plus valides car le plasma se trouve dans des conditions en dehors des domaines de validité de l'équation 2.32.

La méthode permettant de décrire la propagation d'une onde électro-magnétique dans un plasma homogène magnétisé étant trouvé, il est désormais intéressant d'étudier sa propagation (et donc le changement de polarisation) dans le cas d'un plasma non homogène, possédant un profil de densité de forme exponentielle définie par l'équation 4.7. C'est pourquoi, nous avons résolu l'équation 2.35 de façon numérique.

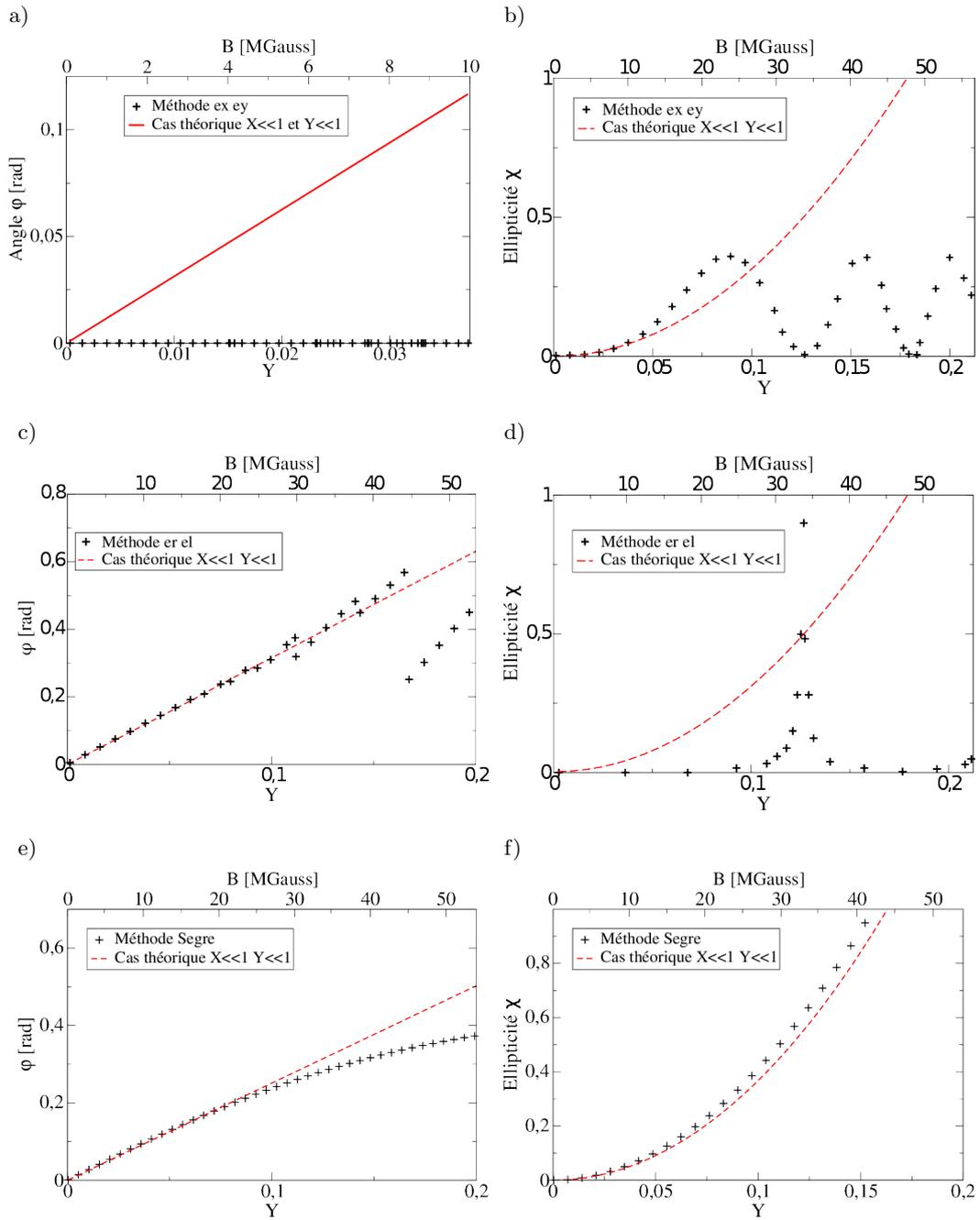


FIGURE 4.9: Modification de la polarisation à travers un plasma uniforme de densité normalisée $X = 0,2$ et de champ magnétique ambiant normalisé Y allant de 0 à 0,2 pour différentes méthodes et pour différentes directions de champ magnétique (\mathbf{Y} parallèle au vecteur d'onde \mathbf{k} représentant la rotation de Faraday et \mathbf{Y} perpendiculaire au vecteur d'onde \mathbf{k} représentant l'effet Cotton-Mouton.) : a) Méthode de résolution dans la base $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ avec $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. b) Méthode de résolution dans la base $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ avec $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$. c) Méthode de résolution dans la base $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_l)$ avec $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. d) Méthode de résolution dans la base $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_l)$ avec $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$. e) Méthode de résolution utilisant les vecteurs de Stokes avec $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. f) Méthode de résolution utilisant les vecteurs de Stokes avec $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$.

Le programme le permettant simule la propagation d'une onde électromagnétique en une dimension, dans la direction $-\mathbf{e}_z$. Le plasma, de densité exponentielle, est divisé en mailles (de taille variable²). Nous supposons que le plasma est homogène dans chaque maille (densité et champ magnétique constants). L'onde, représentée par ses paramètres de Stokes, va donc changer sa polarisation (en accord avec à l'équation 2.35) après son passage dans chaque maille, pour au final donner le changement de polarisation total dû à la traversée du plasma. Il est important de rappeler que l'équation 2.35 utilise le vecteur de Stokes normalisé. Cependant, la résolution de cette équation par des méthodes classiques (telles que la linéarisation) ne garantit pas la conservation de la norme de ce vecteur. Une information physique est donc perdue lors d'un tel traitement. Une taille de maille faible peut rendre ce défaut faible, bien qu'une renormalisation soit préférable après chaque maille. Une autre méthode consiste à définir le vecteur de Stokes normalisé à l'aide des angles φ et χ le caractérisant [Segre 1999]. Cette méthode (que nous appellerons Segre) permet de conserver la norme du vecteur de Stokes normalisé \mathbf{s} (en pratique, l'erreur sur la norme de ce vecteur peut être au maximum de l'ordre de 10^{-2}). Cependant, les erreurs numériques et autres artefacts nous obligent à effectuer une renormalisation après chaque maille. La figure 4.10 représente le changement d'ellipticité pour différentes longueurs de gradient L et champ magnétique normalisé Y pour les deux méthodes, Segre et linéarisation classique, ainsi que pour la résolution théorique (cf. équation 4.9). L'ellipticité ne pouvant excéder 1, les résultats de la résolution théorique divergent rapidement. Les deux autres méthodes, Segre et linéarisation classique, montrent quant à elles une ellipticité cyclique variant entre 0 et 1. Ces deux méthodes donnent des résultats similaires pour des $Y = \omega_{ce}/\omega$ relativement faibles devant 1 (correspondant à des champs magnétiques < 250 MGauss pour un laser sonde de longueur d'onde 400 nm, soit une pulsation de $\omega = 4,7 \times 10^{15}$ rad/s). Leurs résultats ne sont pas bijectifs (plusieurs valeurs de champs magnétiques donnent le même changement d'ellipticité). Pour conclure, il est difficile de déterminer laquelle de ces deux méthodes (méthode linéarisation classique et méthode dite de « Segre ») représente le mieux le changement d'ellipticité du laser.

4.1.1.4 Détermination du profil de densité : Mesure interférométrique

Le changement d'ellipticité, en prenant l'équation 4.9, dépend linéairement de $L = (\nabla n_e/n_e)^{-1}$. Il est donc très important de caractériser au mieux cette longueur, tout le long du profil de densité. D'où la mise en place d'un diagnostic d'interférométrie (cf. expérience 3.1.2). Nous allons donc analyser les résultats avec la méthode décrite dans la partie 2.2.2. Lors de la propagation d'un laser dans un plasma, l'onde électromagnétique accélère (vitesse de phase $v_{ph} = c/n$). Ce changement de vitesse va se traduire par

2. La taille de chaque maille correspond à une série géométrique de raison variable. Ainsi les fortes variations de densité seront représentées par un plus grand nombre de mailles que les zones du plasma possédant des variations de densité plus faibles.

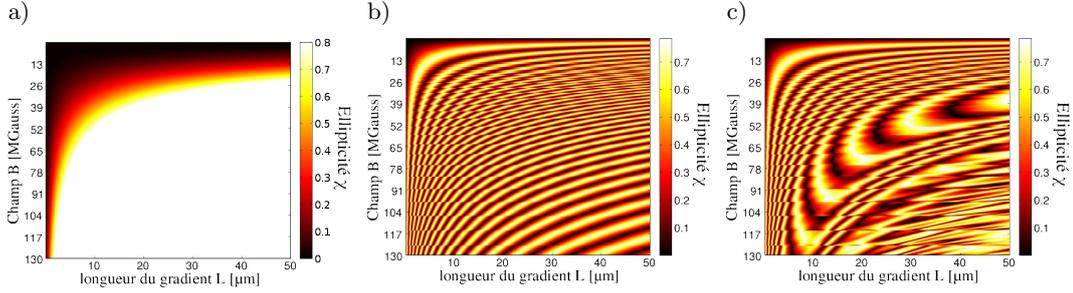


FIGURE 4.10: Changement de polarisation obtenu à l'aide de trois méthodes pour différents champs magnétiques et pour différentes longueurs de gradient ($\beta = \pi/4$).
a) Méthode simplifiée de l'équation 4.9 b) Méthode linéarisation classique.
c) Méthode Segre.

un déphasage de l'onde traversant le plasma qui peut être enregistré à l'aide d'un interféromètre. Cela se traduit par une modification des franges d'interférence sur le détecteur (cf. figure 4.11a et 4.11b). Les franges représentent les zones d'isophases, séparées par une phase de 2π (les maxima sont séparés de 2π et les minima sont également séparés de 2π). En repérant les positions (x, z) de chaque ligne, il est possible de créer la carte de phases des tirs (de référence et d'interaction). La soustraction de ces deux cartes de phases permet d'obtenir le déphasage créé par le plasma sur le laser « sonde » (cf. figure 4.11c). Le profil de déphasage obtenu peut s'assimiler à une gaussienne dans la direction transverse du plasma (direction e_x). Un exemple de coupe est représenté sur la figure 4.11d.

Le profil gaussien possédant une symétrie radiale, il est possible d'utiliser une inversion d'Abel pour remonter à la densité électronique du plasma. La transformée d'Abel d'une gaussienne est analytique et donne une gaussienne. Le profil de densité radiale est donc également une gaussienne. En appliquant cette transformée d'Abel sur l'ensemble de l'image, il est possible d'obtenir la carte de densité présentée sur la figure 4.11e. Le profil de densité du plasma, à un instant donné, peut se traduire par une forme du profil de densité exponentielle dans la direction e_z (cf. figure 4.12a). Il est donc possible de trouver la longueur du gradient $L = (\nabla n_e/n_e)^{-1}$ en chaque position r du plasma (tel que $X = \frac{n_e}{n_c} = e^{-\frac{z-z_c}{L}}$ avec z_c la position de la densité critique). Cette opération permet d'obtenir deux informations importantes : la longueur du gradient L et un rayon caractéristique du plasma r_L pour lequel la longueur de gradient L reste approximativement constant. Donc $r < r_L$ caractérise la région du plasma possédant une expansion à une dimension. Il peut être obtenu à l'aide de la figure 4.12b qui représente les longueurs de gradient pour chaque position r du profil de densité de la figure 4.11e. Dans notre cas, ce rayon est de l'ordre de $r_L \approx 75\mu\text{m}$ (cf. figure 4.12b). Pour des rayons supérieurs à r_L , la longueur de gradient L augmente fortement. Cette augmentation n'est pas physique et traduit un déphasage quasi-nul loin du centre $r = 0 \mu\text{m}$ sur tout l'axe z (une valeur constante de déphasage se traduisant par une longueur de gradient L quasi-infinie).

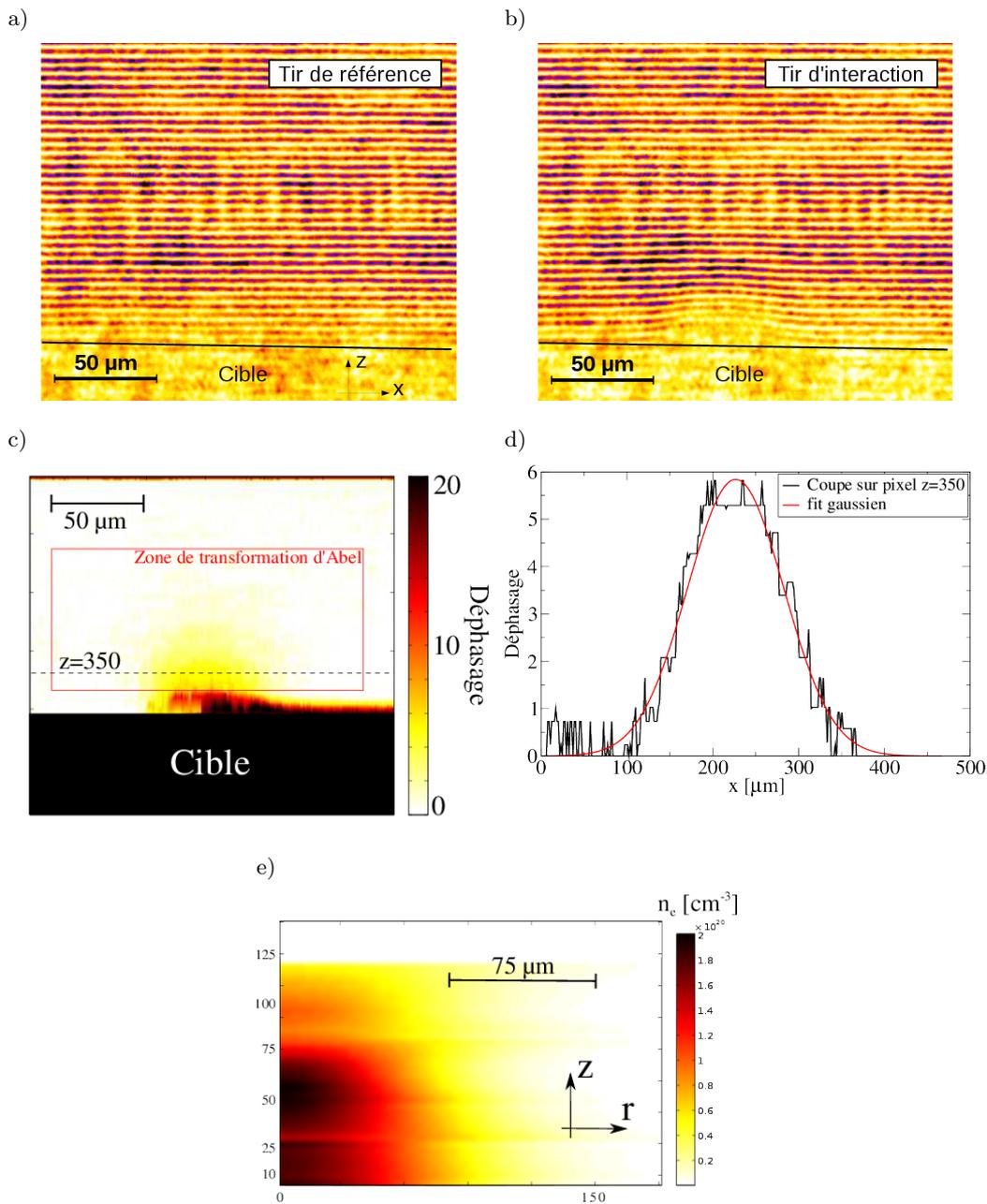


FIGURE 4.11: Analyse expérimentale d'interférométrie de l'interaction entre la pré-impulsion d'un laser d'intensité $2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ avec une cible d'aluminium, 2 ps avant l'impulsion principale du laser « pompe » ($\Delta t = -2 \text{ ps}$). a) Interférogramme de l'image de référence. b) Interférogramme de l'image d'interaction. c) Carte du déphasage. d) Coupe suivant la direction \mathbf{e}_x du déphasage et son fit gaussien (coefficient de corrélation 0,98) pour le 350^{ème} pixel en z représenté sur la figure 4.11c (correspondant à une distance de 25 μm de la surface initiale de la cible). e) Profil de densité reconstruit après la transformée d'Abel du cadre représenté sur la figure 4.11c.

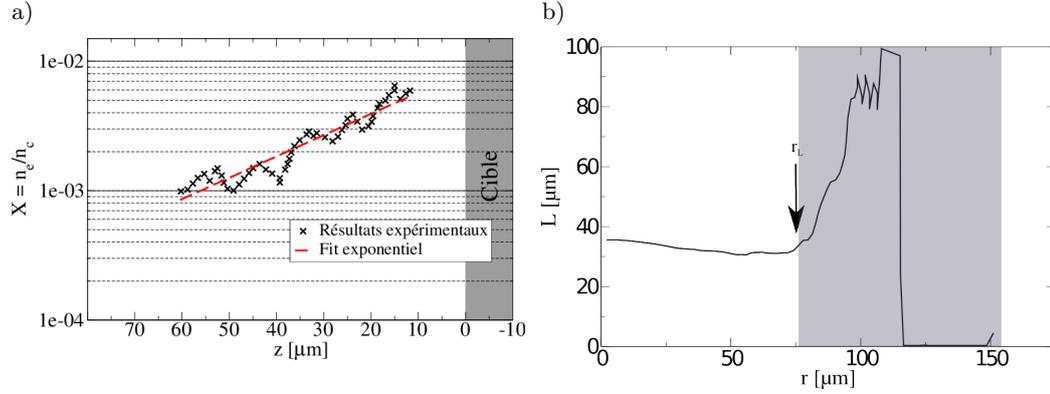


FIGURE 4.12: Résultats de l'interférométrie du pré-plasma sondé 2 ps avant l'interaction du laser « pompe » d'intensité laser $2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ sur une cible d'aluminium. a) Profil de densité en $r = 0$ ainsi que son fit exponentiel d'équation $X = \exp(-(z - z_c)/L)$ avec $L = 36 \mu\text{m}$. b) Longueur du gradient de densité L en fonction du rayon. La zone grisée représentant la région où l'interpolation exponentielle de la densité n'est plus valide (densité électronique très faible, à la limite de détection par interférométrie)

Les résultats des différents tirs d'interférométrie sont résumés sur les figures 4.13a, 4.13b et 4.13c avec des variations sur l'intensité et le contraste du faisceau « pompe », à plusieurs délais entre les faisceaux « pompe-sonde ». Comme mentionné précédemment, la longueur de gradient est très importante dans notre analyse. Pour les cas étudiés (sauf le cas d'une intensité laser de $1,3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et un contraste de 10^{-5}), la vitesse d'expansion du plasma semble nulle (représentant une longueur de gradient constante durant quelques picosecondes). Nous pouvons en déduire que le gradient n'évolue pas sur le temps de la picoseconde et que l'expansion a lieu uniquement pendant la pré-impulsion du laser et qu'elle n'est due qu'à cette pré-impulsion. Le contraste du laser joue donc un rôle important sur la longueur de gradient L . Ces figures montrent que plus le contraste est important (signifiant peu d'énergie dans la pré-impulsion du laser) plus la longueur de gradient est faible. Pour mettre en évidence cette influence, il est possible d'étudier la longueur de gradient L en fonction de l'énergie dans la pré-impulsion. Cette dernière durant plusieurs nanosecondes (2 ns mesurées expérimentalement à l'aide d'une photodiode rapide³) possède une puissance égale à $\mathcal{P}_{pre} = \mathcal{C}_l \mathcal{E} / \tau$ avec \mathcal{C}_l la valeur de contraste en intensité du laser, \mathcal{E} l'énergie du laser et τ la durée de la pré-impulsion (supposons dans tous les cas 2 ns). Nos résultats expérimentaux montrent que la dépendance de la longueur du gradient L en énergie est linéaire et peut être approximée par (cf. figure 4.14)⁴ :

$$L = 4,3 \times 10^4 [\mu\text{m}/\text{Joules}] \mathcal{E}_{pre} + 15 [\mu\text{m}]. \quad (4.12)$$

3. Mesure réalisée une seule fois

4. Excepté l'interaction d'un laser de 15 mJ sur cible avec un contraste de 10^{-5} n'ayant pas été représenté.

Nous pouvons donc calculer la vitesse d'expansion du plasma correspondant à la vitesse du son $c_s \equiv \frac{dL}{dt}$. Nous pouvons l'évaluer comme $c_s = L/\tau \approx 2,5 \times 10^{-2} \mu\text{m}/\text{ps}$. Cette vitesse du son, dans le cas d'un gaz parfait, peut s'écrire sous la forme $c_s = \sqrt{Z^* k_B T_e / m_i}$ avec Z^* le degré d'ionization, $k_B T_e$ la température électronique du plasma et m_i la masse des ions le composant. Une évaluation rapide de la température, en prenant en première approximation un plasma complètement ionisé ($Z^*/m_i \approx 0,5/m_p$), donne une température de $3 \times 10^6 \text{ K} \approx 250 \text{ eV}$.

Des simulations de l'interaction laser-plasma à l'échelle hydrodynamique avec le code CHIC (Code Hydrodynamique d'Implosion du Celia)[Breil 2011], ont été réalisées dans le but de modéliser le pré-plasma du laser. Le code simule en une dimension l'interaction d'un laser de longueur d'onde 800 nm et d'intensité de $10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ avec une cible d'aluminium (de taille semi-infinie) durant 2 ns. Cette intensité correspond à un contraste de 10^{-6} (cas de la première série d'expériences) et à une énergie dans la pré-impulsion $\mathcal{E}_{pre} = 0,2 \text{ mJ}$. Les résultats de simulations donnent une longueur de gradient de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ (cf. figure 4.15). Cette longueur de gradient est deux fois plus grande que les résultats expérimentaux (donnant pour une puissance $\mathcal{E}_{pre} \approx 0,2 \text{ mJ}$ une longueur de gradient $L_{exp} = 24 \mu\text{m}$; équation 4.12). Cependant, la température obtenue à l'aide du code CHIC $\approx 1,5 \times 10^6 \text{ K}$ semble proche de la température estimée expérimentalement $T_{exp} \approx 3 \times 10^6 \text{ K}$ (en supposant que le plasma est complètement ionisé). La validité des équations d'état dans les conditions particulières de la simulation ainsi que l'absence d'information sur le profil temporel de la pré-impulsion du laser (obtenue grossièrement à l'aide d'une photodiode rapide), ne permettent pas de statuer de manière précise une longueur de gradient. L'erreur générée par cette analyse de la longueur du gradient de densité L devient de l'ordre de 50%. Malgré ces incertitudes, nous pouvons être relativement satisfaits de la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

4.1.1.5 Champ magnétique et simulation PIC

Il est désormais possible, à l'aide de la longueur du gradient L obtenue par l'équation 4.12 et du changement d'ellipticité obtenue à l'aide de la figure 4.10c, d'extraire les valeurs de champs magnétiques associés à chaque délai Δt des mesures de polarimétrie. Cependant, l'ellipticité étant comprise entre 0 et 1, de nombreuses valeurs de champs magnétiques vont créer un changement d'ellipticité équivalent : par exemple pour les cas d'une intensité sur cible de $4,2 \times 10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$ avec un contraste en intensité de 10^{-6} (nous donnant d'après l'équation 4.12 une longueur de gradient $L = 15 \mu\text{m}$) et d'une intensité de $3,7 \times 10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$ avec un contraste en intensité de 10^{-5} (nous donnant $L = 50 \mu\text{m}$), il est possible d'avoir les champs magnétiques expérimentaux tels que représentés sur la figure 4.16. Cette figure nous montre toutes les valeurs de champs magnétiques possibles (dues à la non-bijectivité des résultats) en fonction du délai Δt .

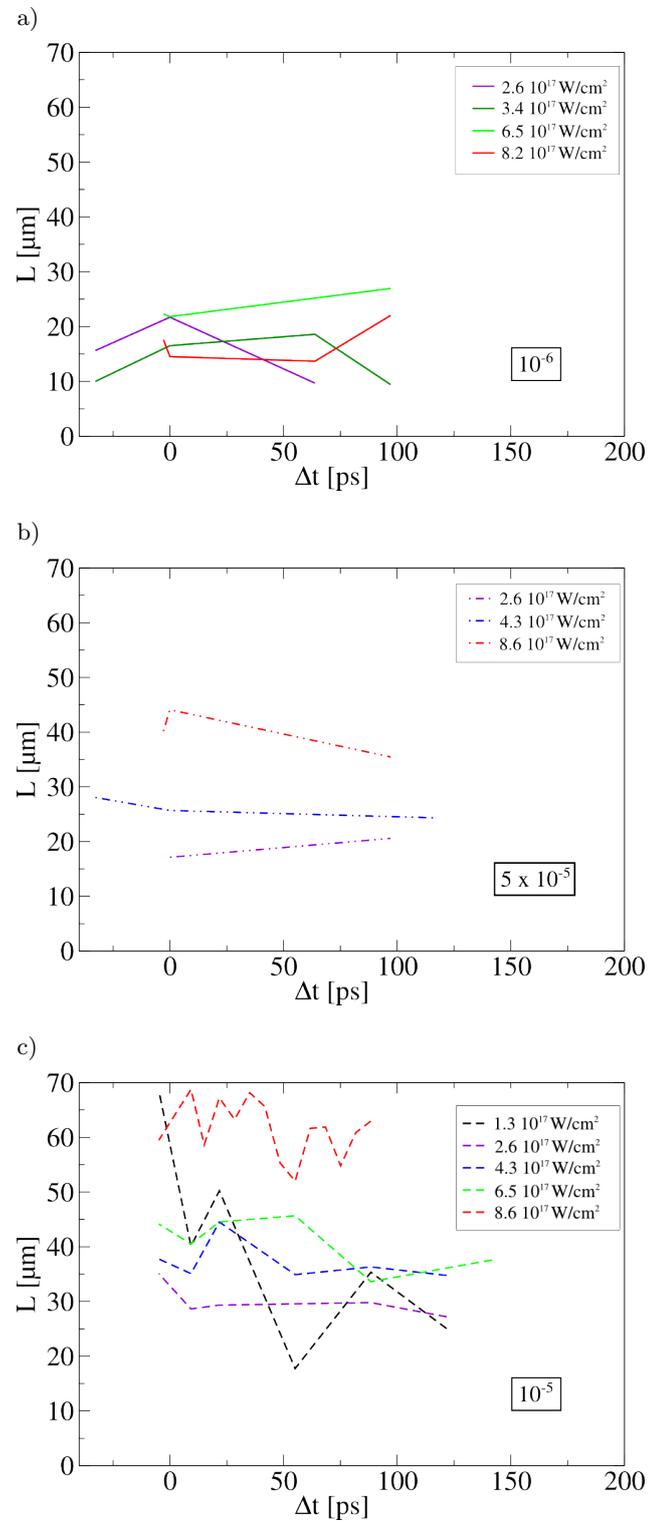


FIGURE 4.13: Résumé des différentes longueurs de gradient pour différents paramètres laser, d'intensité et de contraste. a) Contraste laser en intensité 10^{-6} . b) Contraste laser en intensité 5×10^{-5} . c) Contraste laser en intensité 10^{-5} .

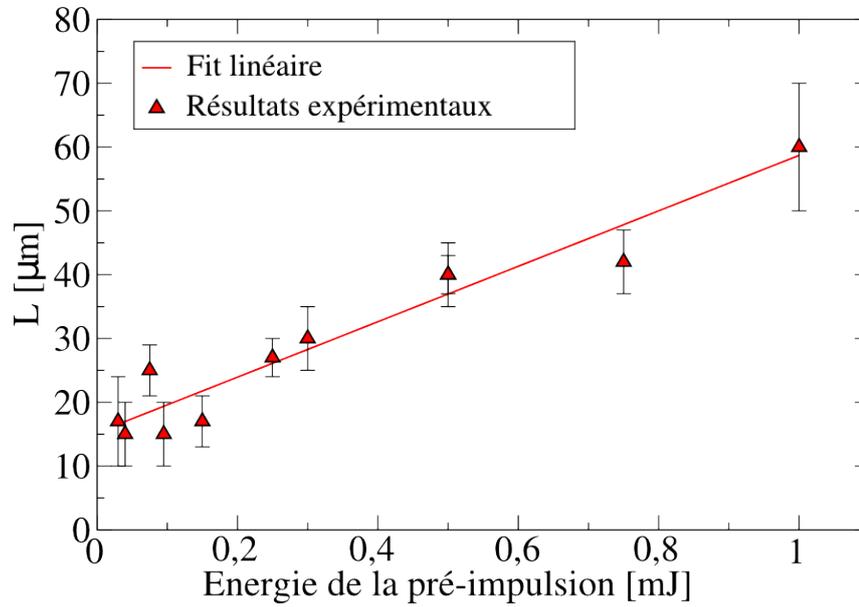


FIGURE 4.14: Longueur du gradient (supposée constante) en fonction de l'énergie de la pré-impulsion \mathcal{E}_{pre} .

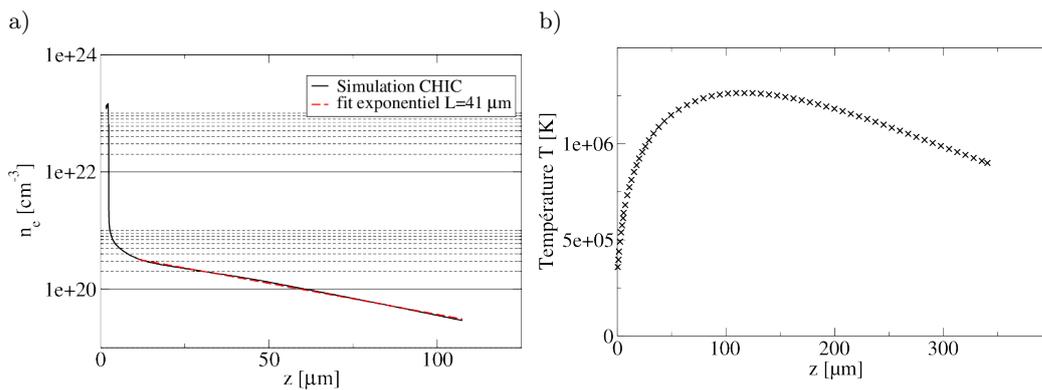


FIGURE 4.15: Résultats de la simulation hydrodynamique CHIC représentant l'interaction entre un laser d'intensité de 10^{11}W/cm^2 (correspondant au piedestal du laser « pompe » avec un contraste en intensité de 10^{-6}) avec une cible d'aluminium après 2 ns (Puissance $\mathcal{P}_{pre} \approx 100$ Watts). a) Profil de densité ainsi qu'un fit exponentiel de longueur de gradient $L = 41 \mu\text{m}$. b) Profil de température.

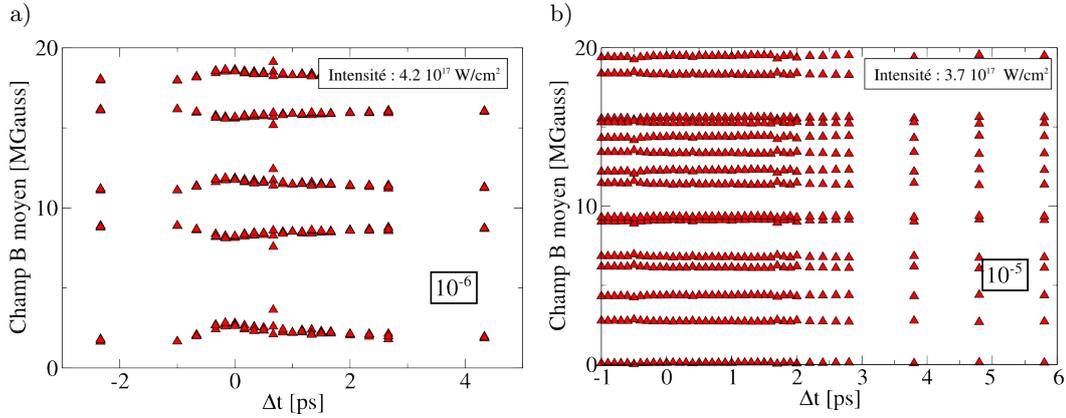


FIGURE 4.16: Différents champs magnétiques obtenus expérimentalement déduits du changement d’ellipticité du faisceau sonde en fonction du délai Δt créé par : a) l’interaction entre un laser d’intensité $4,2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec une cible d’aluminium avec un contraste en intensité de 10^{-6} . b) l’interaction entre un laser d’intensité $3,7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec une cible d’aluminium avec un contraste en intensité de 10^{-5} .

Afin de lever l’indétermination des résultats, j’ai effectué des simulations PIC à l’aide du programme PICLS [Sentoku 2008] en deux dimensions. Elles simulent l’interaction entre un laser d’intensité allant de 2×10^{17} à $8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et un dépôt d’aluminium de $1 \mu\text{m}$ d’épaisseur sur une couche support de plastique CH. Le pré-plasma créé par la pré-impulsion du laser, est représenté à l’aide du profil de densité initial de forme exponentielle comme représentée sur la figure 4.17 (représentant une coupe suivant la direction z ainsi que le profil 2D). La valeur de la longueur de gradient L a été déterminée par mesure d’interférométrie (section 4.1.1.4). Pour bien représenter l’angle d’interaction entre le laser et la cible (45°), il est nécessaire d’avoir une boîte de simulation d’une taille suffisamment grande : $60 \lambda \times 20 \lambda$ (correspondant à $75 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$). Cette simulation nous révèle un champ magnétique de l’ordre de la dizaine de mégaGauss possédant un temps de création $\tau_c = 100 \text{ fs}$ et disparaissant en quelques centaines de femtosecondes ($\tau_{PIC} = 200 \text{ fs}$) (cf. figure 4.18).

La forme de ce champ magnétique correspond aux résultats expérimentaux possibles dans le cas du meilleur contraste laser en intensité (10^{-6}) exploré dans nos expériences (cf. figure 4.19). La figure 4.19 permet de comparer la forme des évolutions temporelles des champs magnétiques obtenues par polarimétrie et par la simulation PIC. La norme des champs est normalisée à la norme maximale du champ magnétique.

La valeur du champ magnétique simulé nous permet de lever, en partie, l’indétermination sur la non-bijectivité du champ magnétique expérimental. La simulation PIC de la figure 4.18 nous permet d’estimer le champ magnétique expérimental en fonction du temps (cf. figure 4.20a). Il est important de noter que la variation de champ magnétique peut être

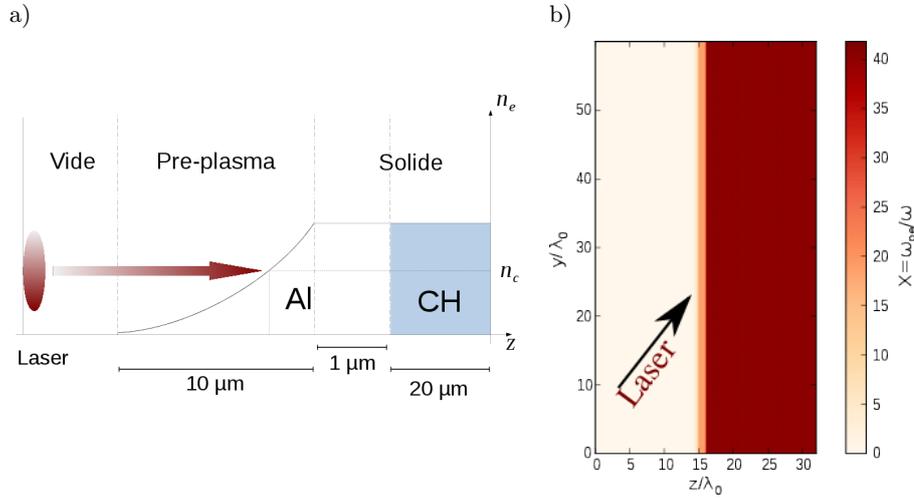


FIGURE 4.17: Profil de densité électronique initial représentant le pré-plasma créé par la pré-impulsion du laser. a) Coupe suivant la direction x . b) Profil 2D de densité.

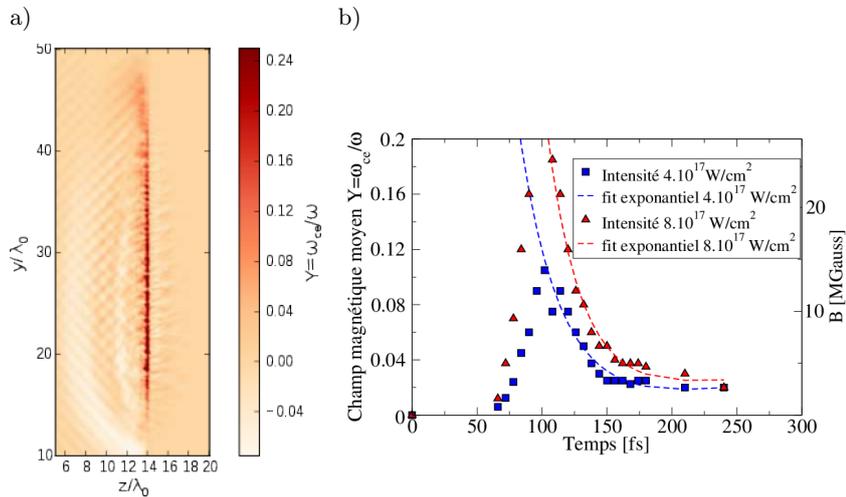


FIGURE 4.18: Résultats d'une simulation PIC de l'interaction entre un laser de $4,2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec un dépôt d'aluminium de $1 \mu\text{m}$ sur une cible de CH. a) Image de zone d'interaction entre le laser et la cible après 140 fs. La densité critique n_c se trouve à $z/\lambda_0 = 14$ et $4n_c$ à $z/\lambda_0 = 15$. b) Champ magnétique moyen obtenu, en fonction du temps.

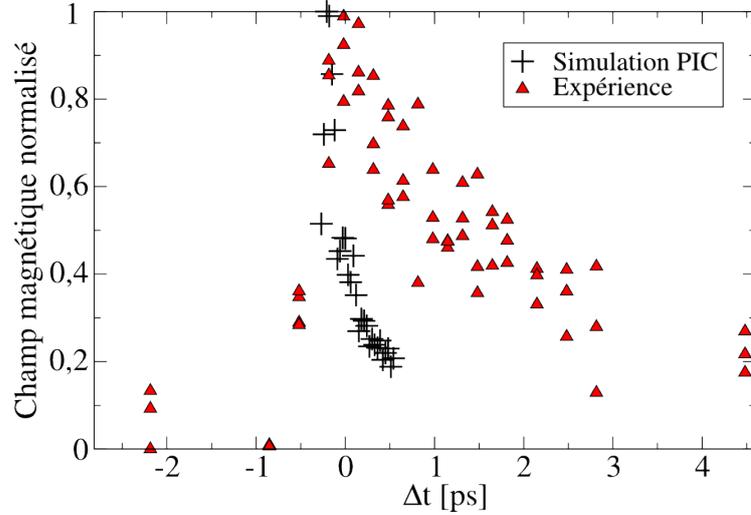


FIGURE 4.19: Comparaison des champs magnétiques moyennés en espace entre les résultats de simulation PIC normalisés et les données expérimentales normalisées pour le cas de l'interaction entre un laser d'intensité de 4×10^{17} W/cm² avec un dépôt d'aluminium de 1 μ m d'épaisseur.

très importante (par exemple dans la phase de montée du champ magnétique $\Delta t < 0$). Il est donc possible d'utiliser plusieurs courbes de la figure 4.16 pour reconstruire la courbe du champ magnétique de la figure 4.20a. Dans cette dernière, nous n'avons pris qu'une seule de ces courbes dans le but d'une plus grande clarté.

Le cas possédant le pire contraste est quand à lui, plus difficile à évaluer. En effet, la forme ne correspondant pas aux simulations pic, il est difficile de statuer une valeur de champ magnétique. Nous allons donc prendre par défaut, une valeur normalisée de champ magnétique dans le but de n'étudier que son évolution temporelle (cf. figure 4.20b).

L'évolution temporelle du champ magnétique que nous observons possède deux comportements différents : un pic principal (observé lors des simulations PIC et lors des cas expérimentaux de contrastes 10^{-6} et 5×10^{-5}) et une montée de forme logarithmique (observée dans les cas expérimentaux de contraste 10^{-5}). Ces deux types d'évolution du champ magnétique correspondent à deux mécanismes de création différents. Le pic principal étant créé par les déplacements des électrons chauds dans la matière alors que la montée logarithmique correspond aux gradients de température et de densité croisés (effet thermoélectrique discuté dans les sections suivantes).

Pic de champ magnétique (contraste en intensité 10^{-6} et 5×10^{-5}) : Il est possible de comparer les temps caractéristiques de création (τ_c) et de décroissance du pic principal (τ) en fonction de l'intensité laser.

Le temps de création du champ magnétique correspond au temps nécessaire pour que le champ magnétique atteigne sa valeur maximale. Le temps de création expérimental,

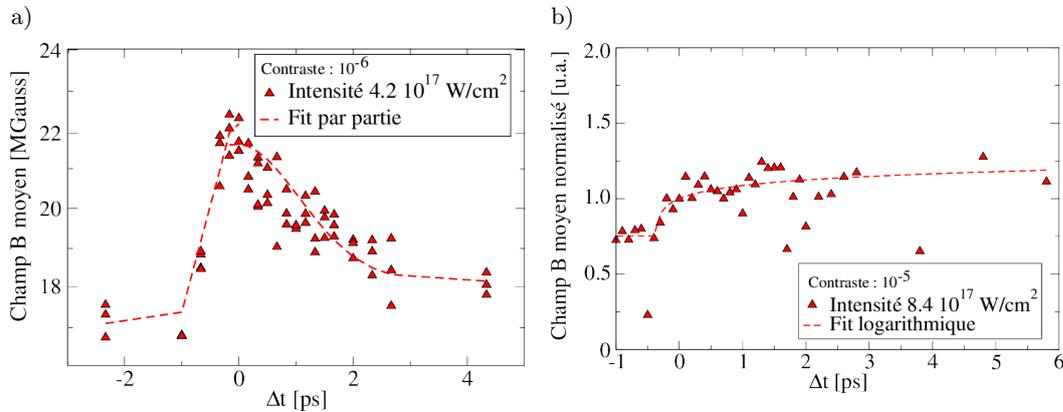


FIGURE 4.20: Evolution du champ magnétique moyen expérimental B en fonction du délai Δt entre le laser « pompe » et le laser « sonde » a) Un laser d'intensité $4,2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et de contraste 10^{-6} avec une cible d'aluminium. b) Un laser d'intensité $8,4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et de contraste 10^{-5} avec une cible d'aluminium.

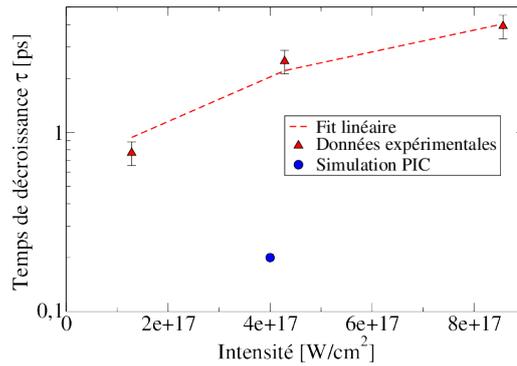


FIGURE 4.21: Temps de décroissance τ pour différentes intensités laser sur cible ainsi que la simulation PIC.

de l'ordre de $\approx 800 \pm 400 \text{ fs}$ est du même ordre de grandeur que le temps PIC de 100 fs (cf. figure 4.19). Le temps de création expérimental n'a pas été déterminé avec précision à cause de la résolution temporelle ($\approx 400 \text{ fs}$) de notre diagnostic sur cette partie ($\Delta t < 0$). Ce temps de création semble cependant constant en fonction de l'intensité laser (que ce soit expérimentalement ou par simulation).

La comparaison entre les temps de décroissance de la simulation τ_{PIC} et des temps de décroissance expérimentaux τ révèle des valeurs très différentes (cf. figure 4.21). Les temps de décroissance expérimentaux sont bien plus longs que les temps de décroissances obtenus numériquement (facteur ≈ 20). Cette différence peut être expliquée par la faible taille spatiale de la simulation. En effet, les électrons chauds (créant le pic de champ magnétique) sortent très rapidement de la zone d'interaction. La disparition de ces électrons annihile la génération de champ magnétique. C'est pourquoi, dans cette simulation numérique,

le temps de décroissance numérique est beaucoup plus court que le temps observé expérimentalement. Cependant, la littérature sur des expériences similaires [Sarri 2012] [Subhendu 2009] [Sandhu 2006] montrent un ordre de grandeur du temps de décroissance équivalent à nos mesures expérimentales ≈ 3 ps dans le cas de Sarri déterminé par déflectométrie protonique sur une cible d'aluminium, 3,5 ps pour Sandhu déterminé par polarimétrie et $\approx 2,4$ ps et $\approx 4,2$ ps pour Subhendu déterminé par polarimétrie sur des cibles de cuivre et d'argent respectivement. Suite à certains problèmes informatiques (panne de climatisation dans les serveurs Avakas), il n'a pas été possible durant cette thèse d'effectuer des simulations PIC de tailles supérieures pour valider nos résultats (simulations toujours en cours). Les résultats expérimentaux nous donnent cependant une évolution du temps de décroissance τ dans la gamme d'intensité étudiée, linéaire en fonction de l'intensité :

$$\tau = 4 \times 10^{-18} I [\text{W}/\text{cm}^2] + 0,39 [\text{ps}]. \quad (4.13)$$

Le pic de champ magnétique est lié à la propagation des électrons chauds accélérés à la densité critique. Il peut être représenté par le terme (équations de Faraday et d'Ohm) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (\nabla \times \eta_e \mathbf{J}_r), \quad (4.14)$$

de l'équation 1.12, avec $\mathbf{J}_r = \mathbf{E}/\eta_e$ le courant de retour créé par les électrons thermiques ($\mathbf{J}_r = -\mathbf{J}_h$ avec \mathbf{J}_h le courant créé par les électrons chauds accélérés par le laser). Il est parfaitement compréhensible que ce terme possède une durée limitée. En effet, lorsque le laser n'agit plus sur la cible, les électrons ne sont plus accélérés. Ainsi, la génération de champ magnétique s'arrête. De plus, à cause de la faible résolution spatiale de notre diagnostic, le champ magnétique observé lors de ce pic correspond à la moyenne du champ magnétique créé par l'instabilité de Weibel. Elle peut être observée sur la figure 4.22 représentant un zoom de la figure 4.18, région proche de la densité critique. Ces bulles de champ magnétique possèdent une taille d'environ $0,6 \mu\text{m}$, ce qui est bien inférieur à la résolution spatiale de notre diagnostic $\approx 10 \mu\text{m}$.

Une loi d'échelle permet de déterminer le champ magnétique maximal possible [Gibbon 2005] [Davies 1997] :

$$B_{max} \approx 4 \frac{\eta_e}{10^{-6} [\Omega \text{ m}]} \frac{\tau_L}{1 [\text{ps}]} \left(\frac{\sigma_L}{10 [\mu\text{m}]} \right)^{-1} \eta_{abs} I_{10^{17}}^{2/3} [\text{W}/\text{cm}^2] \lambda_{[\mu\text{m}]}^{-2/3} [\text{MGauss}], \quad (4.15)$$

avec τ_L la durée à $1/e$ de l'impulsion laser, σ_L la largeur à $1/e$ de la tache focale du laser et η_{abs} l'efficacité d'absorption du laser. En utilisant cette équation, nous obtenons un champ magnétique maximal dans la matière de ≈ 50 MGauss. Cette valeur de champ magnétique est supérieure à la valeur obtenue expérimentalement, nous confortant donc dans notre analyse.

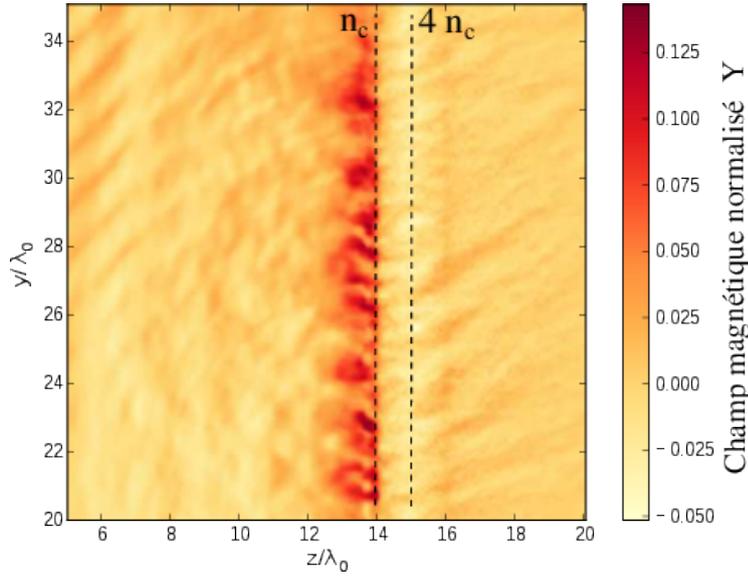


FIGURE 4.22: Zoom de la simulation numérique représentée sur la figure 4.18.

Montée logarithmique du champ magnétique (contraste en intensité 10^{-5}) :

La deuxième partie du champ magnétique, le cas de la montée logarithmique est lié à un second terme de l'équation 1.12 :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\nabla n_e \wedge \nabla k_B T_e}{n_e e}. \quad (4.16)$$

Soit sa norme :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{eL} \nabla k_B T_e. \quad (4.17)$$

Ce terme représente la création d'un champ magnétique dans le cas d'un gradient croisé de température et de densité (effet thermoélectrique). Le gradient de densité est créé par la pré-impulsion du laser (interferométrie de la section 4.1.1.4) et le gradient de température vient de la non-uniformité de la température créée par la forme de la tache focale du laser sur la cible (gaussienne). Ces gradients sont donc essentiellement créés par la pré-impulsion du laser.

Les résultats expérimentaux nous montrent une évolution logarithmique du champ magnétique en fonction du temps (cf. figure 4.20b) tel que :

$$B \propto a_0 * \ln \left(\frac{t - t_0}{b} \right) + B_0, \quad (4.18)$$

soit dans sa dérivée temporelle,

$$\frac{\partial B}{\partial t} \propto \frac{a_0}{t - t_0}. \quad (4.19)$$

Cette dérivé temporelle possède expérimentalement une forme en $1/t$ correspondant au cas théorique d'un gradient de température $\nabla k_B T_e$ ne variant que très peu temporellement (cf. équation 4.17). La non-bijectivité des résultats ne nous permet toujours pas d'avoir une valeur absolue du champ magnétique présent dans notre plasma et donc d'en déduire une température. Cependant la forme logarithmique de cette évolution temporelle du champ magnétique, ainsi que son apparition lorsque l'intensité laser est faible ($1,7 \times 10^{17}$ et 2×10^{17} W/cm²) ou que le contraste laser est faible ($< 5 \times 10^{-5}$), nous conforte sur sa provenance : l'effet thermoélectrique. Un petit calcul d'ordre de grandeur est possible 2 ns après l'interaction du pré-plasma. Ainsi, supposons tout d'abord la loi d'échelle suivante [Bell 1993] :

$$B_{thermoelectrique} \approx \left(\frac{\tau}{2[\text{ps}]} \right) \left(\frac{k_B T_e}{100[\text{keV}]} \right) \left(\frac{L_{Te}}{25[\mu\text{m}]} \right)^{-1} \left(\frac{L_n}{1[\mu\text{m}]} \right) 80[\text{MGauss}] \quad (4.20)$$

avec τ la durée d'impulsion du laser (ici 2 ns), $k_B T_e$ la température du plasma (ici estimée à 0,1 keV à l'aide de la simulation CHIC ; figure 4.15b), L_{Te} la longueur du gradient de température (ici estimée à 2 tache focale $L_{Te} = 20 \mu\text{m}$) et L_n la longueur du gradient de densité (ici estimée à l'aide de la figure 4.14 à $40 \mu\text{m}$). L'estimation de la norme du champ magnétique créée par l'effet thermoélectrique donne ainsi $B_{thermoelectrique} \approx 2,5$ MGauss, correspondant à l'ordre de grandeur estimée expérimentalement.

Evolution de la taille de la zone du plasma magnétisé : La dernière information qu'il est possible d'obtenir aisément concerne la diffusion du champ magnétique, partie de l'équation 1.12 :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta_e}{\mu_0} \Delta \mathbf{B}, \quad (4.21)$$

avec la résistivité η_e , et μ_0 la permittivité magnétique du vide.

Les cartes de champs magnétiques nous permettent de déterminer la variation de la taille r du changement d'ellipticité (correspondant au champ magnétique) en fonction du délai Δt (cf. figure 4.23) pour trois séries de mesures possédant des paramètres laser différents (variation de l'énergie sur cible de 5 à 50 mJ). Cette figure montre qu'il existe une vitesse de diffusion v_{Diff} (correspondant à la dérivée de r par rapport à Δt) du plasma de l'ordre du micromètre par picoseconde. Cette vitesse est directement liée à l'équation 4.21. La vitesse de diffusion v_{Diff} [Ladyzhenskaia 2003] de cette équation peut être obtenue de façon approchée :

$$v_{Diff} \approx \frac{\eta_e}{\mu_0} \frac{r - r_0}{2r^2}, \quad (4.22)$$

avec r_0 le rayon initial de la zone du plasma magnétisé (correspondant à la tache focale

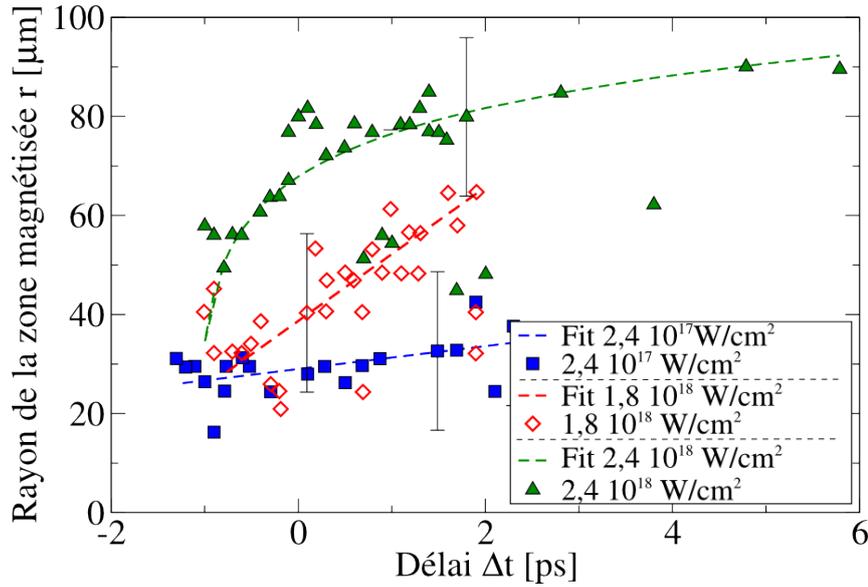


FIGURE 4.23: Variation de la taille du plasma magnétisé en fonction du délai Δt pour trois intensités laser différentes, $2,4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$, $1,8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et $2,4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et leurs fits : linéaires et logarithmique correspondant aux différents cas. Les barres d'erreurs ont été représentées uniquement pour un seul point de la série de mesure.

du laser). En utilisant cette formule simplifiée, il est possible d'obtenir, pour nos trois différents cas, une valeur approchée de la résistivité moyenne (cf. figure 4.24). Deux valeurs ressortent : les cas des intensités de $2,4 \times 10^{17}$ et $1,8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ nous donnant une valeur de résistivité constante de l'ordre de $5,4 \pm 2,7 \times 10^{-5} \Omega.m$ et le cas d'une intensité de $2,4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ possédant une valeur de résistivité plus importante qui décroît avec le temps. La résistivité moyenne des tirs à $2,4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ est de l'ordre de $3 \pm 1 \times 10^{-4} \Omega.m$. Les résistivités expérimentales des tirs de basses énergies ($2,4 \times 10^{17}$ et $1,8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$) sont plus faibles que celles d'énergie plus élevée. Il est possible de comparer ces résultats avec différents modèles de résistivité comme celui de Spitzer [Forest 1994] ou celui de Eidmann-Hüller-Chimier [Eidmann 2000] à la densité critique du laser pompe (cf. figure 4.25). La résistivité théorique dans la gamme de température obtenue par interférométrie et par la simulation CHIC (section 4.1.1.4) est beaucoup plus faible que la résistivité obtenue expérimentalement ($5 \times 10^{-5} \Omega.m$ expérimentalement et $5 \times 10^{-6} \Omega.m$ théoriquement). Cette différence a été observée dans la littérature sans savoir la source de cette résistivité qui a été caractérisée de « anormale » par Sandhu [Sandhu 2006]. Cependant, la présence d'un fort champ magnétique dans le plasma va affecter le transport des électrons dans la matière et donc créer une anisotropie dans le

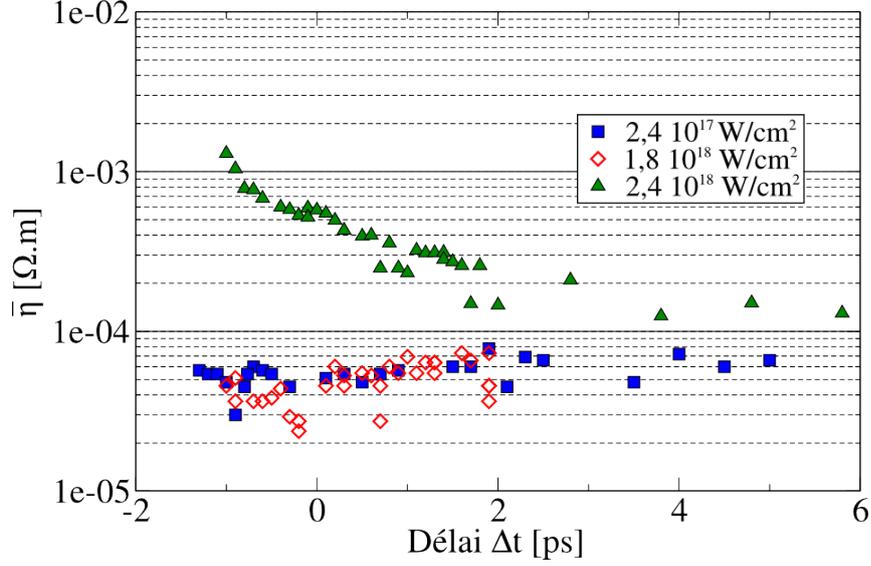


FIGURE 4.24: Résistivité obtenue pour trois valeurs d'énergies laser différentes.

tensor de la résistivité. Cette anisotropie peut s'écrire sous la forme [Smirnov 1977] :

$$\eta_{\parallel} = \eta(1 + \omega_c^2 \tau^2) \quad (4.23)$$

$$\eta_{\perp} = \eta \frac{1 + \omega_c^2 \tau^2}{\omega_c \tau} \quad (4.24)$$

avec η la résistivité sans champ magnétique, ω_c la pulsation cyclotron électronique et τ le temps de collision des électrons. Il est intéressant de voir sur ces formules que le champ magnétique va toujours augmenter la résistivité du plasma. Dans notre cas, nous ne pouvons observer que la résistivité dans la direction perpendiculaire au champ magnétique η_{\perp} . Dans le cas d'un champ magnétique moyen de 15 MGauss (comme le montre la simulation numérique ; section 4.1.1.5) la résistivité théorique dans la gamme de température 20 – 100 eV devient de l'ordre de $\approx 10^{-5} \omega.m$. Cette résistivité est cohérente avec la résistivité obtenue expérimentalement dans le cas de faibles intensités laser ($2,4 \times 10^{17}$ et $1,8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$). Cependant pour obtenir la résistivité théorique proche de la résistivité expérimentale obtenue lors de l'interaction d'un laser d'intensité $2,4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, il est nécessaire d'avoir un champ magnétique d'environ 60 MGauss. Cet ordre de grandeur de champ magnétique a été obtenu dans la littérature par Pérez (80 MGauss) lors de l'interaction entre un laser de $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ [Pérez 2013]).

Il est également possible d'estimer la résistivité du plasma à l'aide du temps de décroissance du champ magnétique. Dans le cas d'une intensité du faisceau « pompe » de $2,4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ le rayon de la zone magnétisée est de l'ordre d'une trentaine de micromètres et possède un temps de décroissance d'environ 1,5 ps. Soit en utilisant l'équation 4.22, il est possible d'obtenir une résistivité d'environ $7 \pm 4 \times 10^{-4} \Omega.m$. Cette

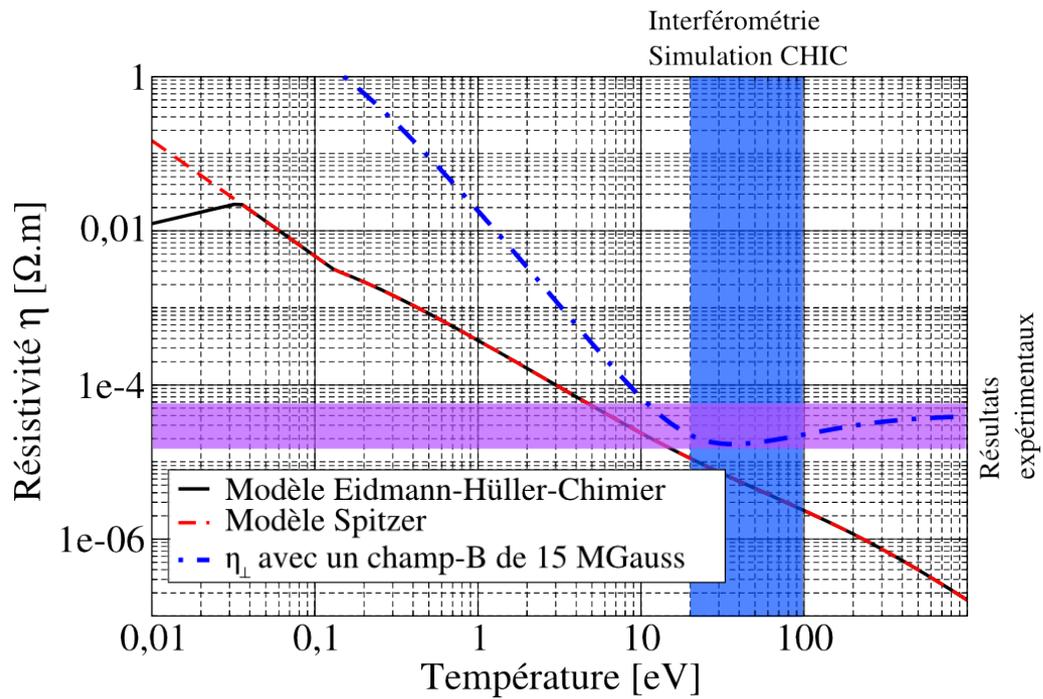


FIGURE 4.25: Comparaison des résistivités expérimentales et théoriques. Comparaison de trois modèles différents, modèle de Spitzer (en tirets rouge), modèle de Eidmann-Hüller-Chimier à la densité critique du laser pompe $n_e = n_c$ (noir) et le modèle de Eidmann-Hüller-Chimier en présence d'un fort champ magnétique de 15 MGauss (bleu). Les résultats expérimentaux de températures obtenues par interférométrie et par les simulations CHIC sont représentés en bleu et les valeurs de résistivité expérimentales sont représentées en magenta.

résistivité est bien supérieure à la résistivité expérimentale obtenue à l'aide de la figure 4.24. Nous n'avons pour le moment pas d'explication pouvant expliquer une si forte différence de résistivité expérimentale.

4.1.2 Champ magnétique déterminé par interférométrie croisée

Lors de l'expérience permettant de caractériser le champ magnétique par effet Cotton-Mouton (laser sonde en incidence normale à la surface de la cible), un des bras du polarimètre a été remplacé par un interféromètre⁵. Cela signifie que l'interféromètre est utilisé en réflexion et non en transmission comme pour la section 4.1.1.4. Le faisceau sonde se propageant à l'intérieur du plasma, est réfléchi à la densité de cut-off. Le long de sa propagation, sa phase va changer telle que (cf. équation 2.20) :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{z_{co}} X(z) dz. \quad (4.25)$$

Il est difficile de connaître le profil de densité traversée à l'aide d'un tel diagnostic. En effet, le champ magnétique à l'intérieur du plasma étant peu connu, il est difficile de déterminer la position de coupure z_{co} et donc la distance de propagation dans le plasma. Cependant, le diagnostic permet de mesurer les inhomogénéités de déphasage du laser réfléchi. Ces inhomogénéités sont liées aux différentes positions de réflexion du laser « sonde » dans la cible (z_{co}), dépendant du champ magnétique à l'intérieur de la cible : par exemple on considère un tir laser d'énergie sur cible 5 mJ, un contraste laser de 5×10^{-5} , une durée d'impulsion de 27 fs à mi-hauteur (supposant une gaussienne) et un délai de $\Delta t = 1,1$ ps entre le laser « pompe » et le laser « sonde ». Les images obtenues pour un tel tir (image de référence avec seulement le laser « sonde » et une image d'interaction avec le laser « sonde » et le laser « pompe ») sont sur la figure 4.26. Cette figure nous montre une diminution de la réflectivité de la cible et une déformation des franges d'interférences lorsque le laser « pompe » est utilisé. Cette déformation des franges est due aux variations de distances de propagation dans le plasma suivant le champ magnétique local. Une analyse de ces déformations permet d'obtenir une carte de déphasage de la région imagée.

La méthode d'analyse repose sur la recherche de la fréquence principale de l'image correspondant aux franges d'interférences. La carte de déphasage dans notre cas est représentée figure 4.27. Des franges d'interférences sont encore présentes sur les figures. Ces franges sont un artefact dû à l'analyse numérique de l'interférogrammes. Cependant en faisant abstraction de ces franges artificielles, des discontinuités sont clairement présentes sur les images. Ces discontinuités sont dues à de fort champs magnétiques dans ces régions. La figure 4.27a montre l'influence du pré-plasma (délai $\Delta t = -1,5$ ps entre le laser « pompe » et le laser « sonde »). Le déphasage du milieu non magnétisé est d'environ

5. Initialement pour obtenir la longueur du gradient.

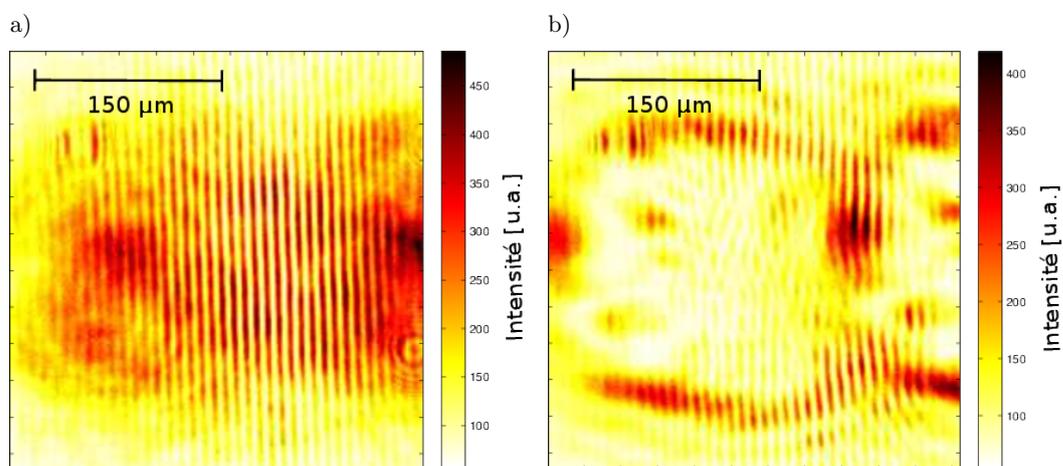


FIGURE 4.26: Franges d'interférences obtenues dans le cadre de l'interaction d'un laser d'intensité $\approx 2 \times 10^{17}$ W/cm² avec une cible d'aluminium. a) Image de référence sans laser « pompe ». b) Image d'interaction avec le laser « pompe » avec un délai de $\Delta t = 1,1$ ps entre les faisceaux.

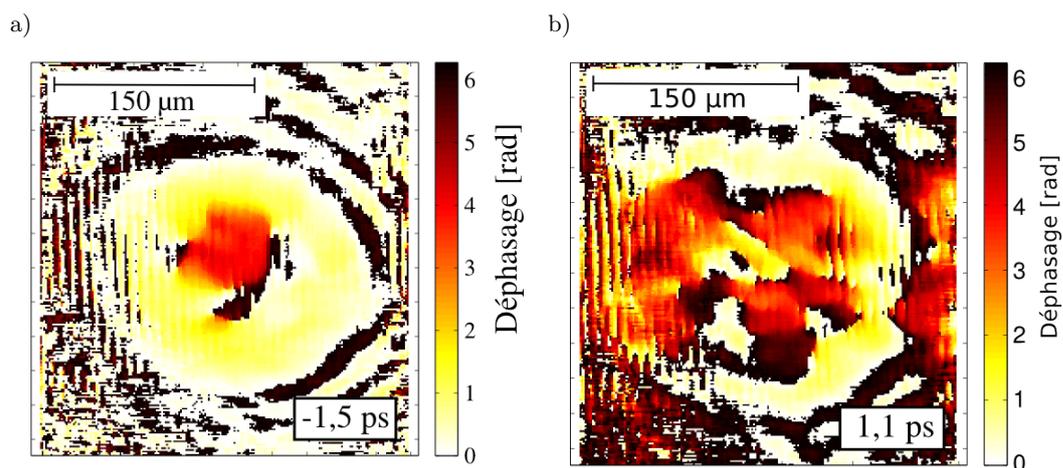


FIGURE 4.27: Carte du déphasage obtenue pour l'interaction d'un laser d'intensité $\approx 2 \times 10^{17}$ W/cm² avec une cible d'aluminium à deux délais différents a) Délai $\Delta t = -1,5$ ps. b) Délai $\Delta t = 1,1$ ps.

$\langle \Delta\phi \rangle \approx 0$. Il correspond en taille aux résultats de polarimétrie vu précédemment. De plus, le polarimètre étant toujours présent lors de ce tir, il a été possible de déterminer une carte de la réflectivité de ce tir (cf. figure 4.2). La zone plus centrale ($\langle \Delta\phi \rangle \approx -4$) de cette figure correspond quant à elle à l'influence du champ magnétique créé par le pré-plasma. De la même manière, sur la figure 4.27b, il est possible de voir le champ magnétique plus important (toujours $\langle \Delta\phi \rangle \approx -4$). Il est cependant difficile à l'aide de ce diagnostic de déterminer exactement la valeur de champ magnétique correspondante (nature même du déphasage). Une discontinuité de déphasage n'a pas de valeur exacte, elle est toujours exacte à $2k\pi$ près, avec k un entier. Dans la plupart des cas d'interférométrie, une certaine continuité du déphasage permet de déterminer la valeur de k . Cependant, dans notre cas, il est impossible de lever cette indétermination à cause des discontinuités de champ magnétique.

Dans un cas très simple, sans champ magnétique, le déphasage $\Delta\phi_{\mathcal{B}}$ de l'onde après sa propagation (et sa réflexion) dans un milieu de densité exponentielle est :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{\mathcal{B}} &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{z_c} \exp\left(\frac{z - z_c}{L}\right) dz, \\ &= 2\pi \frac{L}{\lambda},\end{aligned}\tag{4.26}$$

avec λ la longueur d'onde du laser, z_c la position de la densité critique et L la longueur du gradient. Dans notre cas ($\lambda = 400$ nm et $L \approx 20$ μ m), le déphasage théorique non perturbé est $\Delta\phi_{th} \approx 300$, soit un k de l'ordre de 47. Cette valeur est donc bien trop grande pour permettre d'obtenir une valeur de champ magnétique avec ce diagnostic. Nous allons donc continuer de travailler sur le déphasage $\Delta\phi$. Si l'on regarde cette fois-ci le déphasage avec champ magnétique $\Delta\phi_B$:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_B &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{z_{co}} \exp\left(\frac{z - z_c}{L}\right) dz, \\ &= 2\pi \frac{L}{\lambda} X_{co}, \\ &= 2\pi \frac{L}{\lambda} (1 - Y_{co}),\end{aligned}\tag{4.27}$$

avec X_{co} la densité normalisée de cut-off et Y_{co} le champ magnétique normalisé à la densité de cutoff.

Deux types de mesures ont été effectuées, une série de mesures cherchant à caractériser le pré-plasma (variation de la puissance laser entre 14 et 150 Watts avec un délai entre les faisceaux « pompe-sonde » de $\Delta t = 1,1$ ps) et une série regardant l'évolution du déphasage avec le temps (variation de Δt de $-1,5$ ps à $5,5$ ps) pour une intensité laser 2×10^{17} W/cm². Les résultats de ces deux séries sont résumés sur la figure 4.28. L'évolution de la valeur moyenne du déphasage (moyenne des images 4.27 en supprimant

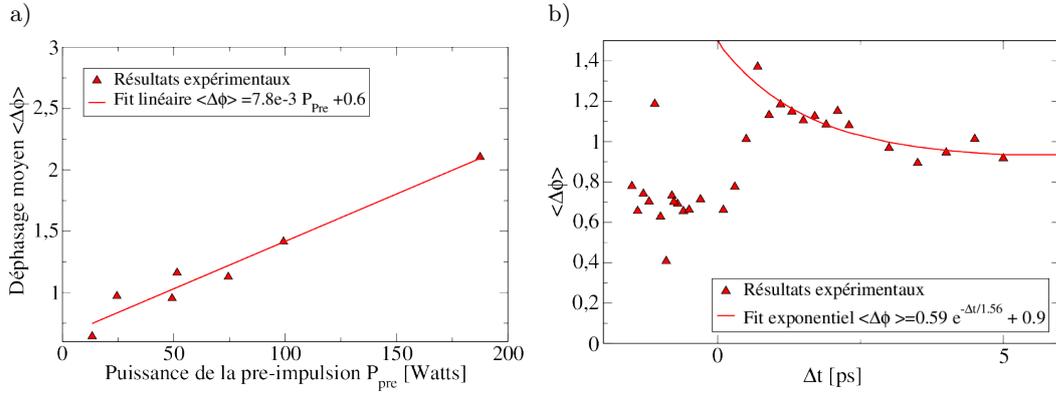


FIGURE 4.28: Valeur moyenne du déphasage $\Delta\phi$ pour deux séries de tirs. a) Variation de l'intensité laser pour un $\Delta t = 1,1$ ps. b) Variation du délai entre les faisceaux pour une intensité de 2×10^{17} W/cm².

les valeurs de déphasage de $\pm 2\pi$ dues à des aberrations numériques) en fonction du temps (cf. figure 4.28b), nous révèle trois zones caractéristiques. La première, correspondant aux délais négatifs, montre une valeur de déphasage $\langle \Delta\phi \rangle$ constante. Cette valeur correspondant à l'influence du pré-plasma sur la cible. La deuxième zone correspond à la montée du champ magnétique. Ce temps de montée est de l'ordre de $\approx 500 \pm 200$ fs. La dernière zone représente la décroissance du champ magnétique avec une durée caractéristique de 1,5 ps jusqu'à une valeur constante. Ces temps sont du même ordre de grandeur que ceux de montée et de descente obtenus par polarimétrie (temps de montée par polarimétrie 800 ± 300 fs et par interférométrie croisée 500 ± 200 fs ; temps de décroissance par polarimétrie 1,2 ps et par interférométrie croisée 1,5 ps).

4.1.3 Champ magnétique déterminé par déflectométrie protonique

Lors de l'expérience 3.2, nous avons réalisé de la déflectométrie protonique en surface de cibles irradiées par laser. Cette déflectométrie permet d'observer la déflexion des protons sous l'influence des champs électriques et magnétiques pouvant être créés en surface de la cible. Deux cas ont été étudiés : le premier qui correspond à l'interaction d'un laser d'une durée d'une picoseconde sur une cible solide d'aluminium (Intensité sur cible $1,7 \times 10^{19}$ W/cm²) ; le second qui correspond à l'interaction du même laser picoseconde avec un gradient de densité créé à l'aide de l'interaction d'un laser nanoseconde (intensité moyenne sur cible $\approx 10^{12}$ W/cm²).

Nous allons dans un premier temps regarder l'interaction sans laser nanoseconde. Les résultats dus à cette interaction sont résumés sur la figure 4.29 pour différents délais entre le laser picoseconde d'interaction et le faisceau de protons (obtenus par temps de vol TOF). Nous pouvons observer sur ces différentes images l'évolution temporelle des

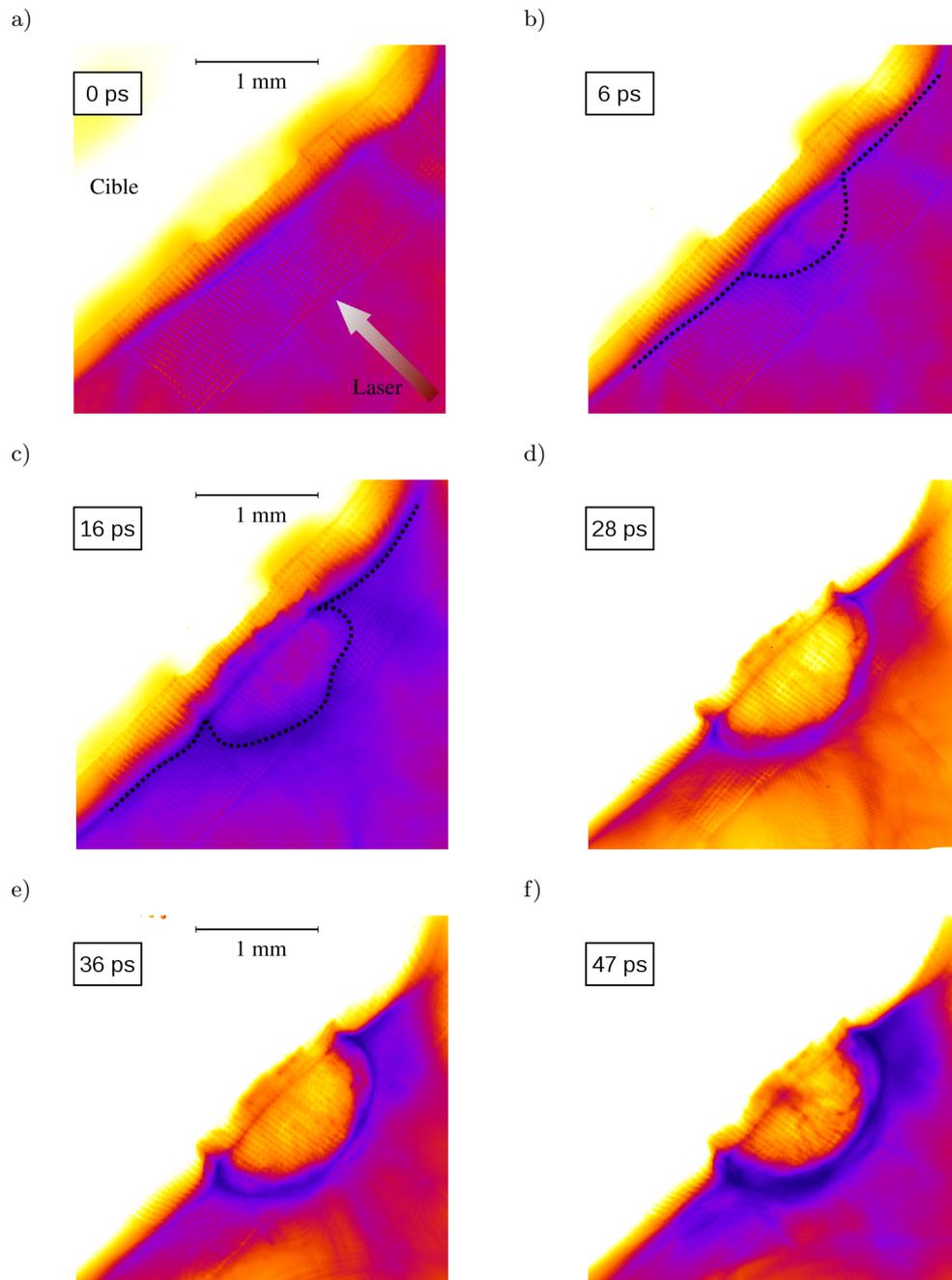


FIGURE 4.29: Résultats de déflectométrie protonique dans le cas de l'interaction entre un laser pico d'intensité $1,7 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et d'une cible d'aluminium. a) $\Delta t \approx 0 \text{ ps}$. b) $\Delta t \approx 6 \text{ ps}$. c) $\Delta t \approx 16 \text{ ps}$. d) $\Delta t \approx 28 \text{ ps}$. e) $\Delta t \approx 36 \text{ ps}$. f) $\Delta t \approx 47 \text{ ps}$.

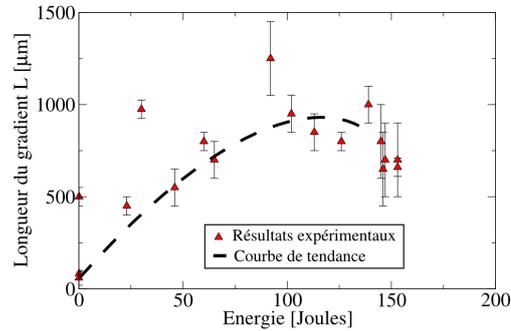


FIGURE 4.30: Résultat des mesures d'interférométrie : longueur du gradient de densité L en fonction de la puissance du laser nanoseconde.

champs à partir des déformations créées par le champ électrique et le champ magnétique. L'effet le plus important et le plus visible est la présence d'une « bulle » (représentée sur les premiers temps par la ligne en tirets noirs). Cette bulle est créée par la déflexion des protons à cause du champ électrique créé par la différence de potentiel résultant de l'accélération dans le vide des électrons supra-thermiques. La vitesse de propagation de cette bulle dans la direction normale à la cible est $v_{\parallel}/c \approx 0,07$ et dans la direction transverse $v_{\perp}/c \approx 0,17$. Lors de l'interaction d'un laser possédant de telles intensités (régime relativiste), l'accélération des électrons peut être très efficace, ces vitesses ne sont donc pas aberrantes. Cependant, il est étrange sur nos résultats que la vitesse dans la direction normale à la cible soit plus faible que la vitesse transverse.

Nous allons désormais étudier le cas de la déflectométrie protonique en présence d'un pré-plasma. Ce pré-plasma a été caractérisé par interférométrie (de la même manière que pour la section 4.1.1.4), donnant un pré-plasma d'une taille de quelques millimètres et pouvant être caractérisé par une exponentielle de longueur de gradient L de 400 à 1200 μm suivant la puissance laser sur cible du faisceau nanoseconde (cf. figure 4.30). Certaines valeurs de longueur de gradient L semblent erronées. Une courbe de tendance a été tracée dans le but d'estimer au mieux la longueur de gradient L pour différentes énergies laser. Cette courbe de tendance fait apparaître une saturation de la longueur de gradient vers ≈ 100 J.

De la même manière que précédemment, les résultats obtenus par déflectométrie protonique sont résumés sur la figure 4.31 pour des délais entre le laser picoseconde d'interaction et le faisceau de protons allant de ≈ -6 ps à ≈ 67 ps. Les premières planches (cf. figure 4.31a et 4.31b) montrent une zone de déformation de la grille proche du point d'interaction entre le laser nanoseconde et la cible. Les deux lobes de déformation se retrouvent dans presque tous les temps scannés. Cela correspond à la déformation de la trajectoire des protons due au champ magnétique toroidal créé par l'effet thermoélectrique (présence

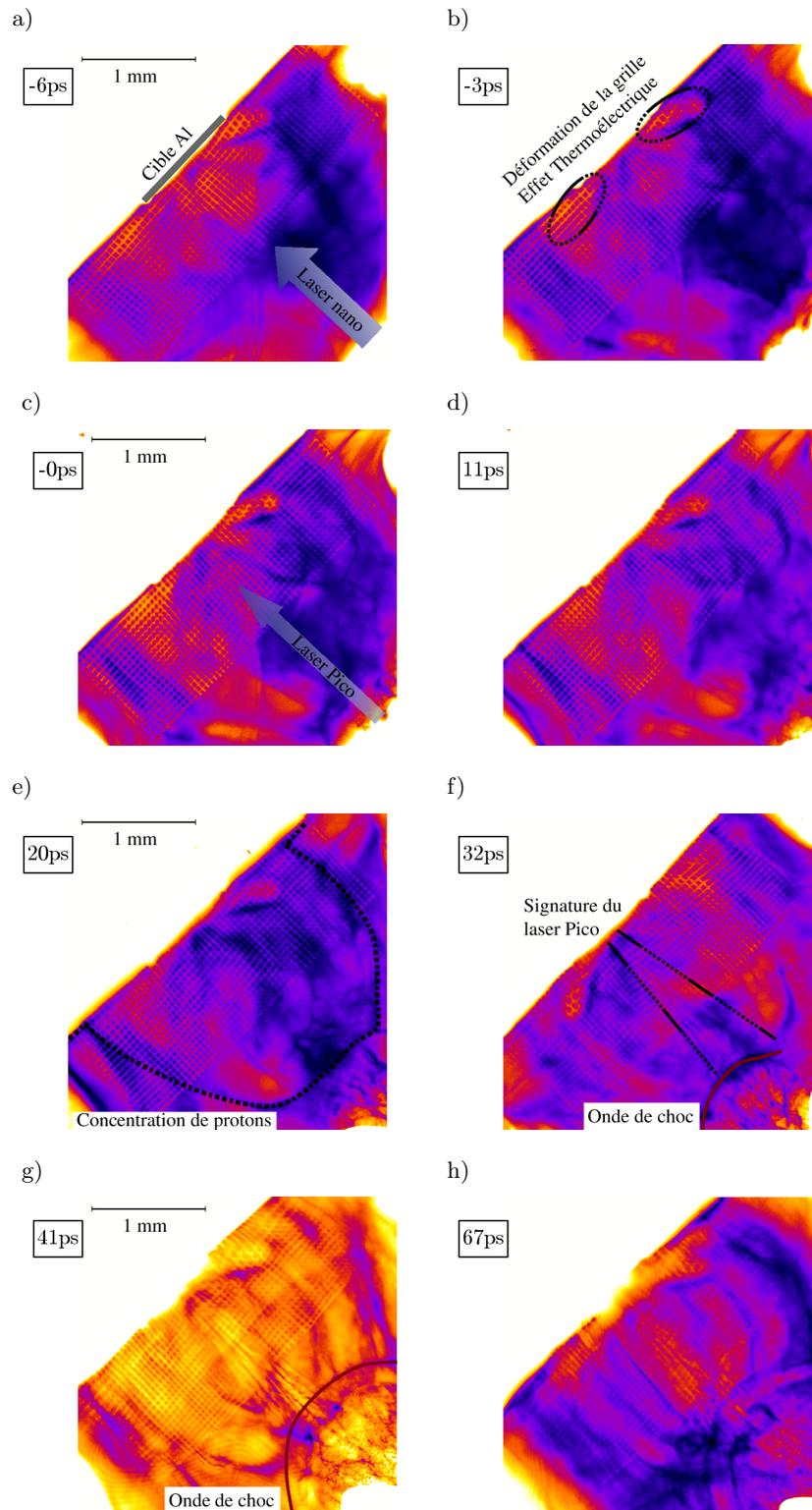


FIGURE 4.31: Résultats de déflectométrie protonique dans le cas de l'interaction entre un laser picoseconde d'intensité $1,7 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et d'une cible d'aluminium, 3 ns après son ablation par un laser d'intensité sur cible $\approx 10^{12} \text{ W/cm}^2$. L'échelle des couleurs n'est pas identique pour les différents résultats dans le but d'une observation plus aisée des structures du dépôt des protons sur les films RCF . a) $\Delta t \approx -6 \text{ ps}$. b) $\Delta t \approx -3 \text{ ps}$. c) $\Delta t \approx 0 \text{ ps}$. d) $\Delta t \approx 11 \text{ ps}$. e) $\Delta t \approx 20 \text{ ps}$. f) $\Delta t \approx 32 \text{ ps}$. g) $\Delta t \approx 41 \text{ ps}$. h) $\Delta t \approx 67 \text{ ps}$.

d'un gradient de température créé par la tache focale du laser et un gradient de densité créé par l'expansion du plasma dans le vide).

De la même manière que pour le cas sans pré-plasma, il existe une forte concentration de protons à l'extérieur de la cible. Ces protons sont défléchis par la force créée par la différence de potentiel entre la cible et les électrons suprathermiques éjectés par le laser hors de la cible (cf. figure 4.31e).

La dernière déformation que nous pouvons voir sur le films RCF est la présence d'une sorte d'onde de choc (cf. figure 4.31f, 4.31g et 4.31h). Cette onde de choc se propageant dans le plasma possède une vitesse de $v_{choc}/c \approx 0,3$. Il semble qu'elle va créer des instabilités hydrodynamiques en se déplaçant dans le plasma (créant ainsi la zone perturbée après son passage).

Les résultats présentés ici sont préliminaires. De nombreuses études, simulations et analyses plus détaillées, déjà en cours, permettront d'obtenir les informations intéressantes sur cette interaction.

4.2 Divergence du faisceau d'électrons

4.2.1 Divergence du faisceau d'électrons : Imagerie K_α et imagerie C.T.R.

La divergence du faisceau d'électrons a été caractérisée par deux diagnostics, l'imagerie de l'émission K_α et l'imagerie CTR. Par souci de clarté, le tableau 4.1 rappelle les paramètres laser des différentes expériences.

Expérience	<durée d'impulsion> [fs]	<Energie> [J]	<tache focale à mi-hauteur> [μm]	Intensité laser maximale [W/cm^2]
3.2	≈ 700	≈ 100	≈ 10	$\approx 10^{19}$
3.4	≈ 1000	≈ 30	≈ 5	$\approx 10^{18}$
3.5	≈ 1000	≈ 100	$\approx 3,5$	$\approx 10^{19}$
3.6	≈ 40	$\approx 0,2$	≈ 10	$\approx 10^{18}$

TABLE 4.1: Résumé des paramètres laser des différentes expériences.

La figure 4.32a montre une image de l'émission K_α d'une cible de $10 \mu\text{m}$ de cuivre obtenue lors de l'expérience de détermination de la réflectivité de cristaux imageurs (section 3.6). L'image brute, obtenue sur une caméra CCD peut être approximée à une gaussienne de demi-largeur à mi hauteur $\approx 55 \mu\text{m}$ (HWHM; figure 4.32b).

L'analyse des résultats obtenus peut être décomposée en deux catégories différentes : pour des cibles homogènes de cuivre d'épaisseur de l'ordre de la dizaine de micromètres et pour des cibles de tailles variables possédant une couche de cuivre sur la face arrière.

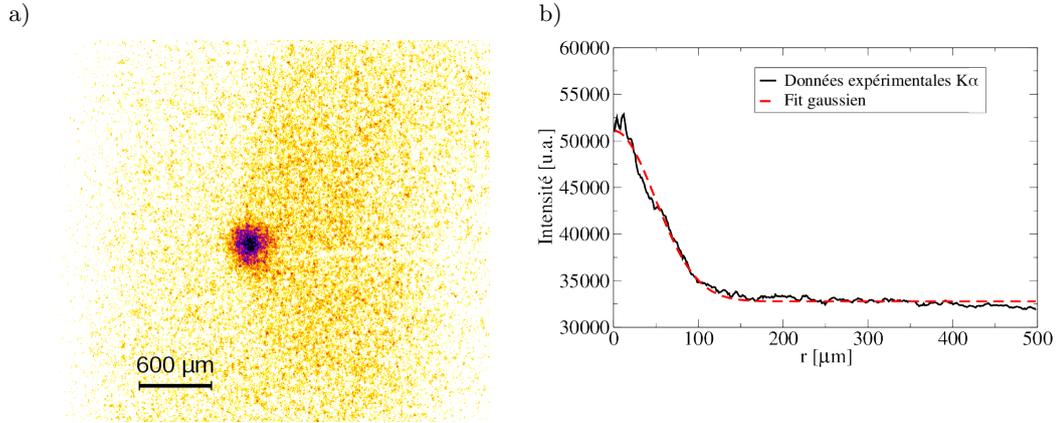


FIGURE 4.32: a) Exemple d'image de l'émission K_α obtenue pour un laser d'intensité 10^{18} W/cm² sur une cible de cuivre de $12 \mu\text{m}$ d'épaisseur. b) Coupe radiale de l'image d'émission K_α et un fit gaussien avec les paramètres : $I = 1,8 \times 10^4 \exp\left(-\frac{r^2}{2 \times 48,9^2}\right) + 3,3 \times 10^4$.

Épaisseurs de l'ordre de la dizaine de micromètre : Les tailles des différentes images K_α sont résumées sur la figure 4.33a. Elle représente la taille de l'émission K_α observée par un cristal imageur (décrit dans la section 2.4.1) en fonction de l'intensité laser sur cible.

Nous pouvons observer une diminution de la taille de l'émission K_α en fonction de l'intensité. Cette émission représente la présence d'électrons chauds dans la matière. Cependant, il n'est pas possible de déterminer une divergence à l'aide de ces résultats. En effet, la transmission de $10 \mu\text{m}$ de cuivre aux rayonnements X d'environ 8 Kev est de l'ordre de $\approx 65 \%$ (cf. figure 4.33b). Cela signifie qu'une grosse partie de la taille de cette émission est directement due aux électrons chauds accélérés en surface de la cible par le champ laser.

Épaisseurs supérieures à la dizaine de micromètre : Pour des épaisseurs supérieures à $50 \mu\text{m}$, la transmission devient de l'ordre de $\approx 10 \%$ (cf. figure 4.33b), l'émission de la cible en face avant peut donc être négligée dans le but d'estimer la divergence θ du faisceau d'électrons telle que :

$$\tan \theta = \frac{r_{diag} - r_{HWHM}}{\epsilon}, \quad (4.28)$$

avec r_{diag} la demi-largeur à mi-hauteur de l'image de la tache de l'émission K_α ou CTR, r_{HWHM} la demi-largeur à mi-hauteur de la tache focale laser et ϵ l'épaisseur de la cible (cf. figure 4.34). La figure 4.35 résume les différents résultats d'imagerie K_α des différentes expériences réalisées.

La divergence estimée avec le diagnostic d'imagerie K_α est très importante ($\approx 70^\circ$).

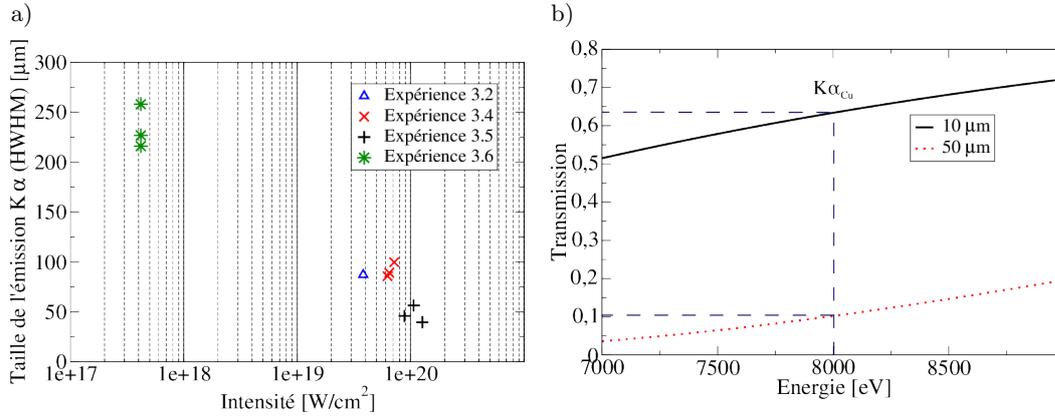


FIGURE 4.33: a) Résultat de la taille de l'émission K_α pour une cible de cuivre de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur pour différentes expériences. b) Transmission de 10 et $50\ \mu\text{m}$ de cuivre dans la gamme des X contenant l'émission K_α du cuivre.

Une des raisons de ce résultat peut être que le temps d'acquisition de l'imageur K_α est très important (temps quasiment infini à l'échelle de la durée d'impulsion du laser et de la durée du transport des électrons traversant de la cible (\approx ps)). Il est possible que les électrons, après être sortis de la cible, soient rappelés dans la cible par de forts champs électriques. On appelle ce phénomène la recirculation des électrons dans la cible (section 1.2.4), ce qui peut augmenter la taille mesurée de l'image K_α en face arrière de la cible, faisant ainsi sur-estimer la divergence des électrons observée.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus par imagerie CTR. De la même manière que pour l'imagerie K_α , l'image de l'émission CTR créée par le faisceau d'électrons peut être assimilée à une gaussienne (cf. figures 4.36a et 4.36b) de demi-largeur à mi-hauteur $\approx 16\ \mu\text{m}$ (FWHM), donnant une divergence du faisceau d'électrons $\approx 50^\circ$. Cette estimation de la divergence est plus petite que celle obtenue, pour le même tir, avec le diagnostic d'imagerie K_α ($\approx 70^\circ$). La très bonne résolution temporelle de ce type d'image (de l'ordre 500 ps obtenue avec une caméra Streak rapide), ainsi que l'efficacité importante de l'émission CTR pour les électrons de fortes énergies permettent au diagnostic CTR de n'imager que la traversée milieu-vide des électrons. La recirculation des électrons n'est donc pas imagée dans ce type de diagnostic (traversée vide-milieu). La figure 4.37a représente la divergence des différents tirs laser en fonction de leur intensité. La divergence obtenue à l'aide du diagnostic CTR semble cohérente avec la littérature [Green 2008] et respecte la loi de puissance⁶ :

$$\theta \propto 0,041559I^{0,15}. \quad (4.29)$$

6. Les résultats de divergence obtenus dans ce papier comprennent des résultats des diagnostics O.T.R. et d'imagerie K_α . Les résultats d'imagerie K_α obtenus dans ce papier semble du même ordre de grandeur que les résultats d'imagerie O.T.R. sans recirculation électronique.

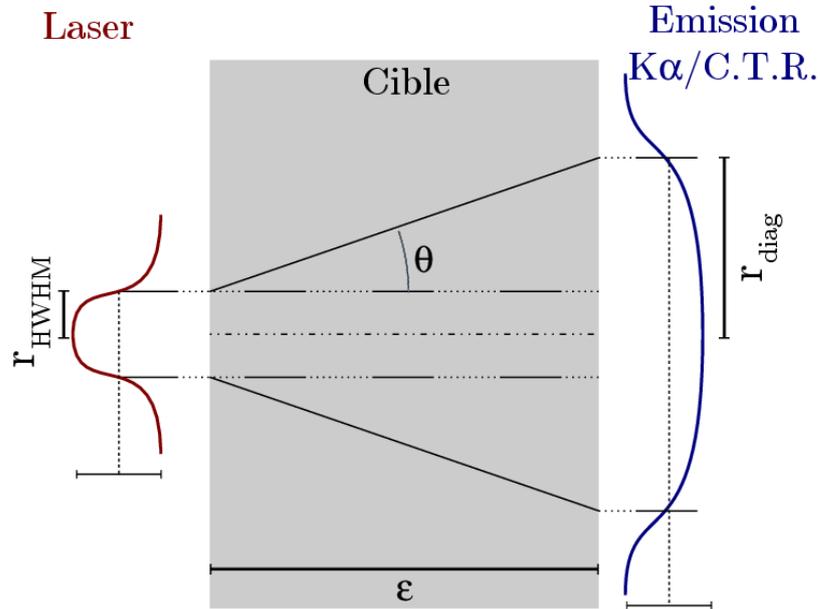


FIGURE 4.34: Schéma explicatif de l'estimation de la divergence.

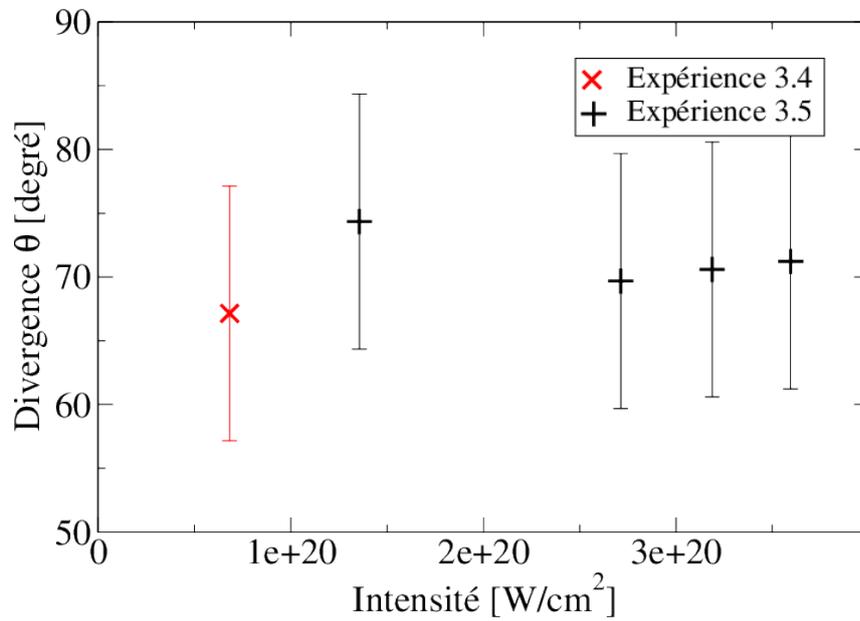


FIGURE 4.35: Divergence du faisceau d'électrons pour différentes expériences et différentes intensités laser obtenue par imageur K_{α} . Expérience 3.4 : ≈ 100 J durant 1 ps focalisé sur une cible de carbone avec dépôt de cuivre; Expérience 3.5 : ≈ 30 J durant 1 ps sur une cible de cuivre de taille réduite ($200\mu\text{m}$). Seuls les résultats sans champ magnétique ont été représentés sur cette figure.

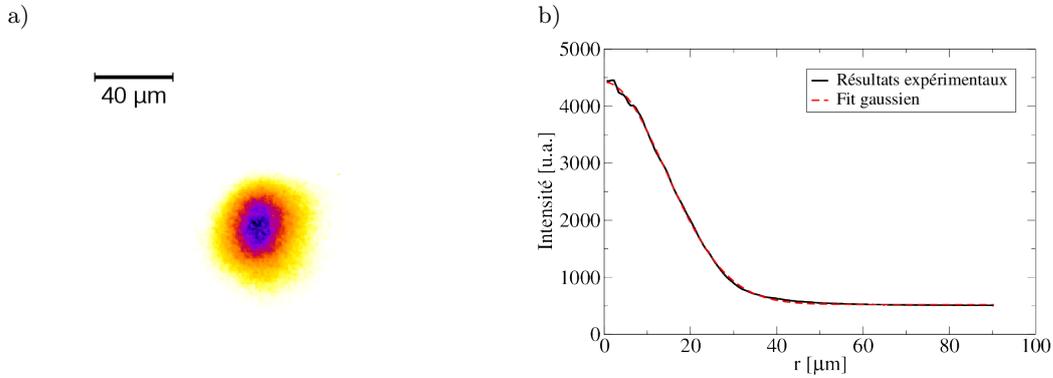


FIGURE 4.36: Exemple d'imagerie CTR obtenue pour un laser d'intensité $\approx 10^{20}$ W/cm² focalisé sur une cible de cuivre de 10 μm d'épaisseur. a) Image de l'émission. b) Profil radial de l'émission ainsi qu'un fit gaussien de paramètres $I = 3900 \exp\left(-\frac{r^2}{2 \times 14 [\mu\text{m}]^2}\right) + 525$.

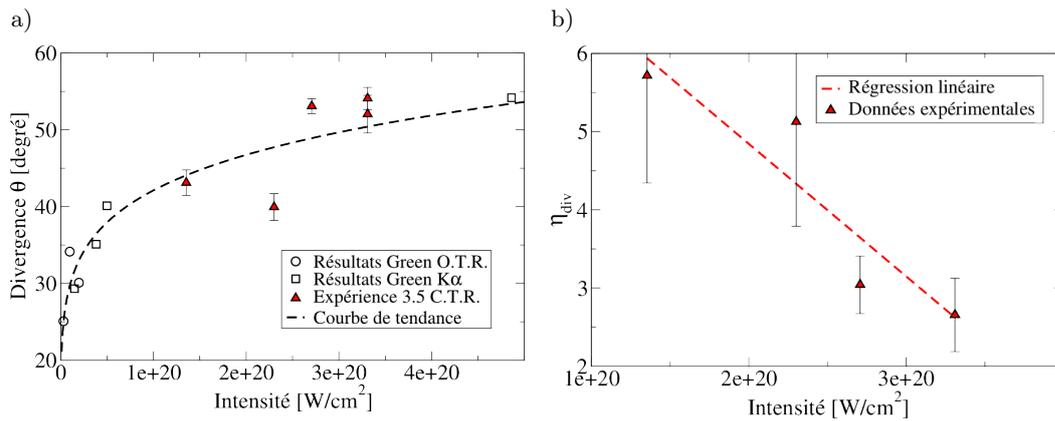


FIGURE 4.37: a) Divergence du faisceau d'électrons pour différentes intensités laser obtenues par le diagnostic C.T.R., ainsi que la comparaison, avec les résultats expérimentaux de plusieurs expériences résumées sur le papier [Green 2008]. b) Rapport des tailles de l'émission K_α sur l'émission C.T.R. pour différentes intensités laser, réalisé sur les mêmes tirs de l'expérience 3.5.

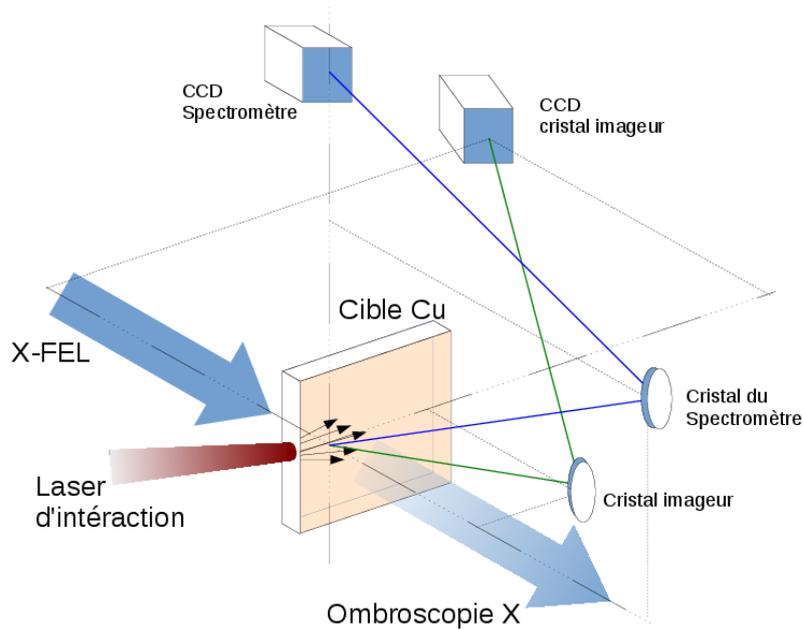


FIGURE 4.38: Rappel du schéma de l'expérience 3.3.

En supposant qu'il n'y ait pas de recirculation des électrons lors de l'émission du CTR, la figure 4.37b nous donne le rapport $\eta_{div} = HWHM_{K\alpha}/HWHM_{CTR}$ entre la taille de l'émission $K\alpha$ ($HWHM_{K\alpha}$) sur la taille de l'émission du C.T.R. ($HWHM_{CTR}$). L'effet de la recirculation des électrons décroît avec l'intensité laser. De plus, plus l'intensité laser est importante, plus la température électronique est importante. L'émission C.T.R. devient ainsi plus représentative d'une grande fraction du faisceau d'électrons. Les émissions $K\alpha$ et C.T.R. vont donc tendre à avoir la même étendue spatiale traduisant $\eta_{div} \rightarrow 1$.

Lorsque l'intensité du laser croît, l'énergie cinétique des électrons chauds créés croît également, entraînant une recirculation de ces électrons chauds moins importante. Cela se traduit par une diminution du facteur η_{div} . Il est cependant important de se rappeler que les populations d'électrons agissant dans ces deux diagnostics sont différentes. Les électrons responsables, de façon prépondérante, de l'émission C.T.R. possèdent une énergie supérieure (ordre du MeV) aux électrons responsables de l'émission $K\alpha$ (ordre de la dizaine de keV), ils sont donc moins collisionnels et ainsi moins divergents.

4.2.2 Observation du faisceau d'électrons chauds par ombroscopie X

L'ombroscopie X permet d'obtenir une carte de la transmission d'un plasma dans le domaine des X. L'expérience a eu lieu au SLAC (laboratoire LCLS) et est décrite dans la section 3.3 (un rappel du setup expérimental est résumé figure 4.38).

Quatre images ont été prises pour chaque délai entre le laser à électrons libres (X-FEL) et le laser optique (cf. figure 4.39). La première image est une image de bruit de

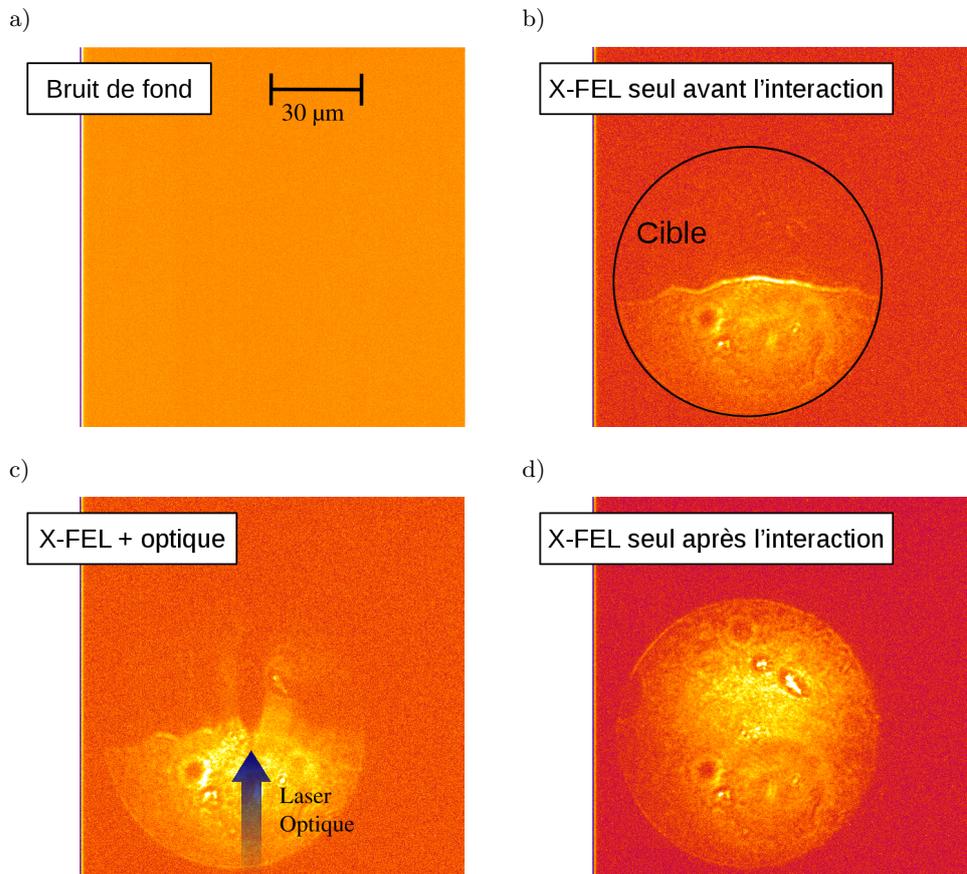


FIGURE 4.39: Différents tirs d'ombroscopie permettant d'obtenir la présence ou non d'électrons relativistes dans la cible.

fond nous permettant d'observer les photons collectés par le détecteur sans faisceau X ou optique (cf. figure 4.39a). La seconde est une image de la cible en ombroscopie X sans le faisceau optique (cf. figure 4.39b) : elle permet d'observer les variations de transmission de la cible liée à la présence ou non de cible, ou d'observer les imperfections de la surface de la cible (variation d'épaisseur de la cible, présence de rayure...). La troisième image montre l'interaction avec le faisceau sonde X-FEL et le laser optique créant le plasma et le faisceau d'électrons (cf. figure 4.39c). Cette image est la plus intéressante, car elle permet d'observer les variations de transmission de la cible liées à la présence du faisceau d'électrons rapides. La dernière est une image avec le laser X-FEL après l'interaction (cf. figure 4.39d). Cette image permet de vérifier la position de l'impact du laser optique sur la cible⁷.

En effet, il est très difficile de tirer sur la tranche d'une cible (de taille de 5 à 25 μm). Cette image nous conforte sur le pointage de notre laser optique. Un exemple

7. En pratique, sur des cibles d'épaisseur inférieure à 15 μm, l'impact est plus grand que l'angle de vue du détecteur.

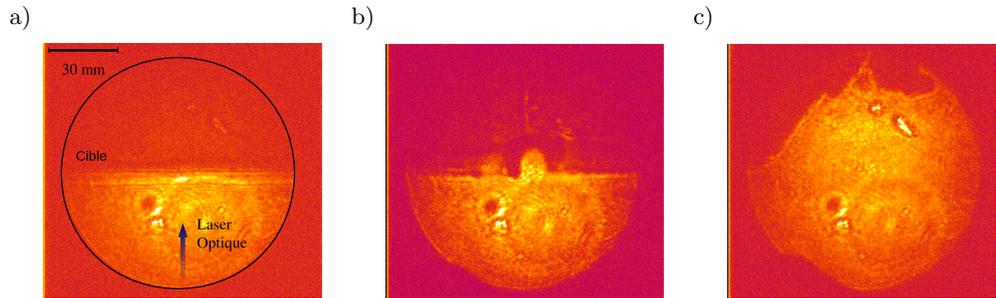


FIGURE 4.40: Exemple d’ombroscopie X de l’interaction d’un laser optique d’intensité théorique $\approx 2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ avec une cible de cuivre de $10 \mu\text{m}$. Le laser X-FEL possède une énergie de photons de 9103 eV. a) Avant l’interaction. b) Pendant l’interaction $\Delta t = 300 \text{ fs}$. c) Après l’interaction.

d’ombroscopie X avec le laser optique d’intensité théorique $\approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ sur une cible de $10 \mu\text{m}$ de cuivre et un laser X-FEL d’énergie 9103 eV est représenté sur la figure 4.40. Pour mettre en évidence les différences entre le tir d’interaction (cf. figure 4.40b) et le tir de référence (cf. figure 4.40a), il faut faire la soustraction des deux images. Le résultat est montré sur la figure 4.41. La partie déjà ablatée par le laser est clairement visible sur cette image. Il est également possible d’observer une diminution de la transmission de la cible sous forme de ‘conduit’ dans la direction du laser. Cette diminution est créée par l’ablation du laser sur un côté de la cible. En effet, la cible ne faisant que $10 \mu\text{m}$ d’épaisseur (pour une meilleure transmission aux rayons X), une partie du laser ablate le flanc de la cible. Cette ablation change la densité/ionisation de la cible, donc change sa transmission aux rayons X et peut être observée par ombroscopie.

Durant toute cette série d’expériences, il était très difficile de focaliser le laser exactement au centre de la cible (demandant une précision sur le pointé du laser de l’ordre du micromètre ; cible de largeur $5 \mu\text{m}$). De plus les émissions captées par le spectromètre et l’imageur K_α étaient très faibles par rapport au signal attendu. Il est donc possible que le laser d’intensité théorique sur cible 10^{19} W/cm^2 ne possède en réalité qu’une intensité laser de l’ordre de 10^{17} W/cm^2 (mesure approximative obtenue en comparant les signaux K_α du spectromètre imageur avec des expériences précédentes, telles que la caractérisation de la réflectivité de cristaux sphériques : expérience 3.6).

4.3 Synthèse des résultats

Cette section résume les résultats expérimentaux décrits précédemment et détaille d’avantage les simulations PIC ayant permis de lever l’indétermination sur la valeur absolue des champs magnétiques.

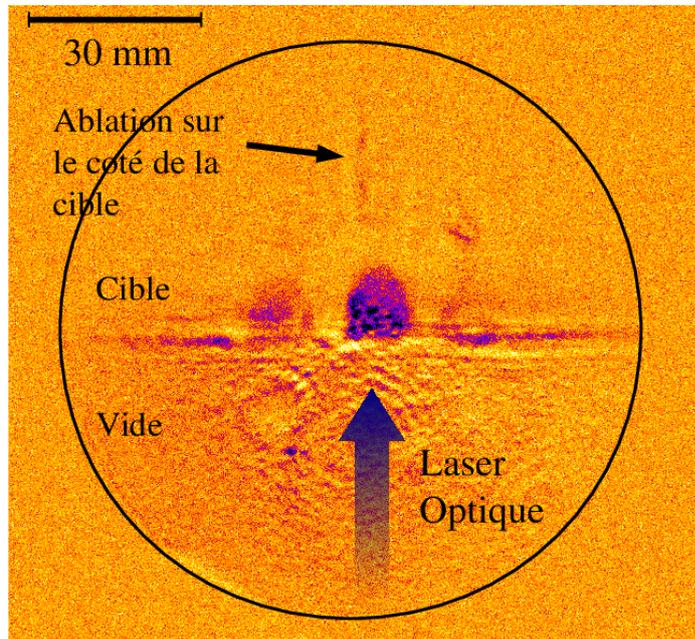


FIGURE 4.41: Soustraction des images 4.40a et 4.40b.

4.3.1 Mesures du champ magnétique en surface de cible

Les résultats liés à la déflectométrie protonique sont difficiles à analyser. En effet, pour aboutir à la caractérisation des champs électriques et magnétiques traversés, il est nécessaire de connaître leurs profils spatiaux. De plus, l'influence du champ magnétique sur la déflexion des protons est très faible comparé à l'influence du champ électrique (facteur v/c), il est donc très difficile de déduire des résultats de déflectométrie protonique une information sur le champ magnétique.

Cependant, les résultats de polarimétrie et d'interférométrie croisée sont des diagnostics sensibles uniquement au champ magnétique. Ils permettent d'obtenir une information sur les profils spatiaux et temporels de ce champ. Deux types de champ ont pu être observés, le champ magnétique créé par l'effet thermoélectrique et le champ magnétique créé par le courant d'électrons chauds dans le plasma. Ce dernier a pu être observé de façon indépendante par les deux diagnostics et donnent des résultats équivalents : un temps de création du champ magnétique de l'ordre de plusieurs centaines de femtosecondes, un temps de décroissance de plusieurs picosecondes et une taille transverse d'environ $\approx 150 \mu\text{m}$ (cf. figure 4.42). Il reste cependant quelques améliorations à apporter à ces diagnostics : par exemple un moyen expérimental de lever l'indétermination sur la norme du champ magnétique. Pour l'instant, le seul moyen de l'estimer est de simuler l'interaction entre le laser et la cible à l'aide d'une simulation PIC. De plus, il peut être intéressant d'utiliser un laser « sonde » possédant une longueur d'onde n'étant pas une harmonique de la longueur d'onde du laser « pompe ». Cela permettrait de pouvoir utili-

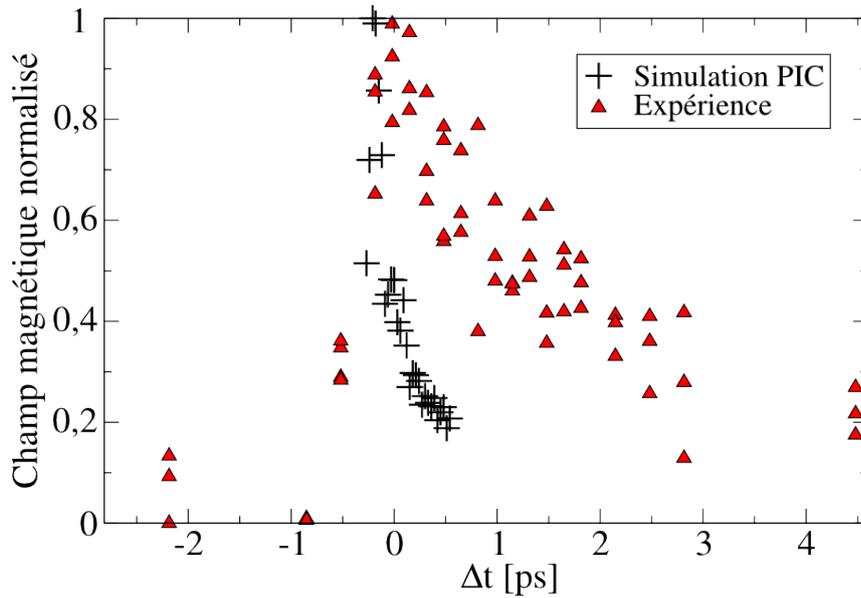


FIGURE 4.42: Exemple d'évolution temporelle du champ magnétique normalisé obtenu expérimentalement et par simulation PIC lors de l'interaction entre un laser d'intensité 4×10^{17} W/cm² et un dépôt d'aluminium sur un cible de SiO₂ (expérience) et CH (simulation).

ser ces diagnostics lorsque la génération d'harmoniques du laser sur la cible en face avant devient importante c'est-à-dire lorsque l'intensité du laser pompe sur cible est supérieure à quelques 10^{18} W/cm².

4.3.2 Résultats de divergence du faisceau d'électrons

Il est dommage que l'expérience d'ombroscopie X du faisceau d'électrons (expérience 3.3) n'ait pas donné de résultats convaincants. En effet, les difficultés expérimentales étaient nombreuses et parfois indépendantes d'erreurs humaines (tremblement de terre désalignant les faisceaux X et laser par exemple). Cependant, cette expérience sera (si acceptée) réitérée dans le but d'observer directement le faisceau d'électrons à l'intérieure de la cible et sa filamentation dans la matière.

Les diagnostics de divergence utilisés lors de cette thèse permettent d'accéder à la taille du faisceau d'électrons pour différentes gammes d'énergie. La divergence obtenue à l'aide du diagnostic de cristaux imageurs de l'émission K_α est d'environ $\approx 70^\circ$, correspondant à une population d'électrons d'énergie entre ≈ 100 keV et ≈ 1 MeV, alors que la divergence obtenue à l'aide de l'imagerie C.T.R. est de l'ordre de $\approx 50^\circ$, correspondant à une population d'électrons d'énergie supérieure au MeV. De plus, l'influence de la recirculation des électrons dans la cible n'est pas imagée par le diagnostic C.T.R. alors que l'imagerie K_α intègre temporellement l'émission X de la cible.

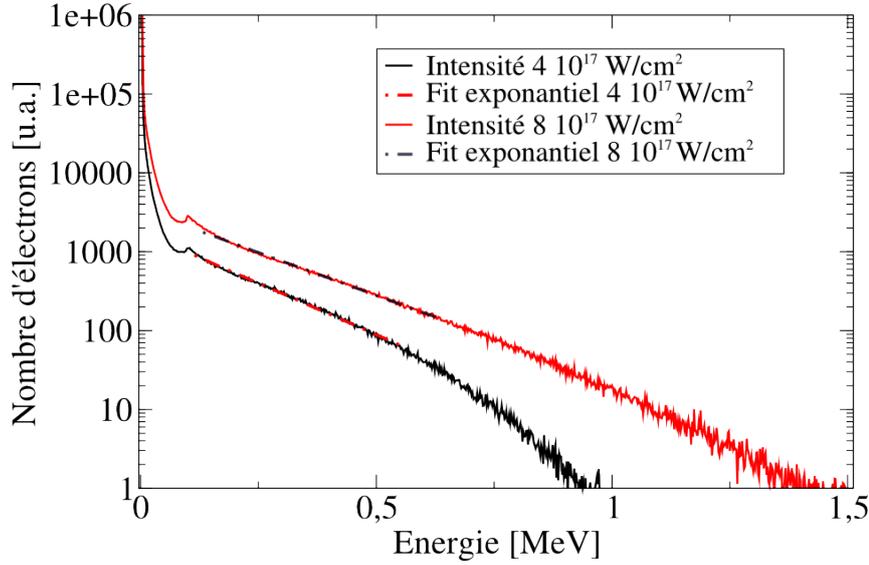


FIGURE 4.43: Spectres électroniques intégrés en temps à une profondeur supérieure à $4n_c$ obtenus à l'aide de simulations PIC lors de l'interaction entre des lasers d'intensités 4 et 8×10^{17} W/cm² avec un dépôt de 1 μ m d'aluminium sur un substrat de plastique CH.

4.3.3 Analyse de la divergence à l'aide de simulation PIC et PIC-hybride

Cette divergence peut également être estimée numériquement en effectuant une simulation hybride du transport électronique [Honrubia 2005]. Pour ce type de simulation il est nécessaire de connaître les caractéristiques de la source d'électrons rapide à injecter car les codes PIC-Hybrides ne peuvent pas simuler l'interaction laser-matière. La source est définie par le spectre initial des électrons ainsi que leurs distributions angulaires. Deux simulations PIC ont été effectuées donnant des paramètres initiaux du faisceau d'électrons différents, l'interaction d'un laser d'intensité 4×10^{17} W/cm² et d'un laser d'intensité 8×10^{17} W/cm² sur un dépôt de 1 μ m d'aluminium sur un substrat de CH.

Dans le cas de l'interaction d'un laser d'intensité 4×10^{17} W/cm² le spectre des électrons pris à partir de $4n_c$ (dans le but de prendre uniquement les électrons se propageant dans la cible), montre deux températures électroniques, la température des électrons chauds $T_h = 150$ keV et une température faible de l'ordre de $T_e = 300$ eV représentant la température du milieu appelée froide (cf. figure 4.43). De la même manière dans le cas de l'interaction entre un laser de 8×10^{17} W/cm², le spectre des électrons pris à partir de $4n_c$ révèle une température des électrons chauds $T_h = 180$ keV (cf. figure 4.43).

Les électrons se propageant dans la cible ne sont pas uni-directionnels, leur distribution angulaire a été caractérisée et est représentée sur la figure 4.44. Cette distribution peut être caractérisée par un fit gaussien tel que $f(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta-\theta_0}{2\sigma_\theta^2}\right)$. L'angle d'injection moyen du faisceau d'électrons θ_0 est plus importante pour l'intensité plus élevée

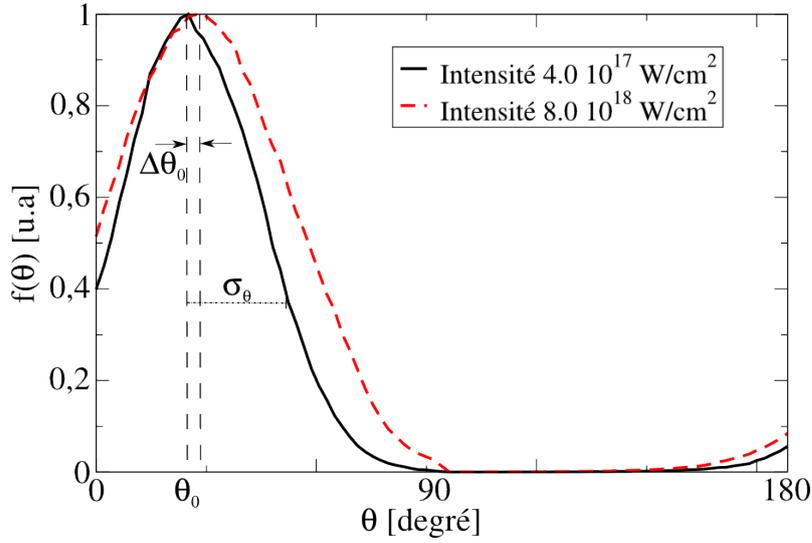


FIGURE 4.44: Distribution angulaire des électrons (d'énergie de 5 keV à 1 MeV) intégrés en temps à une profondeur supérieure à $4n_c$ des simulations PIC représentant l'interaction entre un laser d'intensité 4×10^{17} W/cm² (resp. 8×10^{17} W/cm²) et un dépôt de 1 μ m d'aluminium sur un substrat de plastique CH.

($\theta_0 = 24^\circ$ pour une intensité de 4×10^{17} W/cm² contre $\theta_0 = 27^\circ$ pour une intensité de 8×10^{17} W/cm²) de même que la dispersion angulaire ($\sigma_\theta = 17^\circ$ pour une intensité de 4×10^{17} W/cm² contre $\sigma_\theta = 23^\circ$ pour une intensité de 8×10^{17} W/cm²). θ_0 tend pour des intensités très élevées vers l'angle d'incidence du laser (ici 45°) montrant la prédominance de l'accélération pondéromotrice sur l'accélération Brunel (section 1.2.1). Le paramètre σ_θ , quant à lui, est le terme le plus important car il détermine la dispersion radiale des électrons chauds lors de leur propagation. Dans les conditions de nos simulations PIC, cette divergence est principalement due au champ magnétique présent proche de la densité critique (créée par l'instabilité de Weibel)[Adam 2006].

Cependant, ces simulations ne permettent pas d'établir un lien de cause à effet entre le paramètre σ_θ et le champ magnétique en surface, à cause des conditions d'interaction différentes entre les simulations. En effet le gradient de densité L de la cible est différent entre les deux simulations. Ce gradient de densité changeant la vitesse moyenne des électrons chauds, ils seront plus ou moins sensibles au champ magnétique et, quand à lui, il sera également plus ou moins important suivant la longueur de gradient et donc de l'intensité laser.

Une simulation hybride a été effectuée dans le but de représenter la propagation du faisceau d'électrons chauds, créé par l'interaction d'un laser d'intensité 4×10^{17} W/cm² dans une cible d'aluminium. Une telle simulation représente la propagation d'un faisceau d'électrons à l'intérieur de la matière. Les électrons chauds sont traités à l'aide de macro-particules chargées (type PIC) alors que les électrons du milieu sont traités de la même manière qu'un fluide [Bell 1997]. Les paramètres initiaux d'une telle simulation

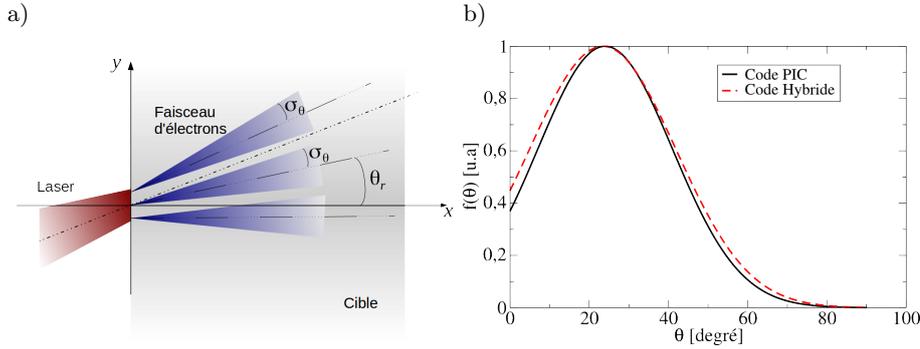


FIGURE 4.45: a) Définition de la source du faisceau d'électrons dans un code hybride. b) Comparaison entre les distributions angulaires obtenues avec la définition du code hybride (cf. équation 4.30) et du code PIC.

sont les distributions angulaire et spectrale obtenues par la simulation PIC du paragraphe précédent. Dans un code hybride on décrit la distribution radiale et angulaire de la source du faisceau d'électrons chauds de la façon suivante : chaque position de la source y va émettre un cône d'électrons d'ouverture angulaire σ_θ et de direction privilégiée θ_r avec $\theta_r = \arctan(\tan(24^\circ)\frac{y}{y_0}) + 11^\circ$ et y_0 la taille du faisceau d'électrons initialement à $x = 0$ (cf. figure 4.45a) tel que :

$$f(\theta, r) = \exp\left(\frac{-(\theta - \theta_r)^2}{2\sigma_\theta^2}\right). \quad (4.30)$$

Cette définition est équivalente à celle présentée dans le paragraphe précédent. Pour s'en assurer les deux distributions angulaires ont été tracées sur la figure 4.45b. La distribution obtenue à l'aide de l'équation 4.30 a été moyennée sur la direction y . Ces deux définitions donnent une fonction de distribution angulaire équivalente et permettent d'initialiser la simulation hybride. Cette simulation, effectuée par Guillaume Boutoux, donne le spectre ainsi que la répartition spatiale du faisceau d'électrons à 1, 3, 5, 10 et 20 μm de profondeur dans la matière. Les spectres des électrons, représentés sur la figure 4.46, donnent un spectre quasi-identique pour les hautes énergies électroniques et de fortes disparités entre les spectres pour des énergies électroniques plus faibles ($E < 0,4 \text{ MeV}$). Les électrons de faible énergie, étant plus collisionnels, ont un libre parcours moyen plus faible que les électrons énergétiques. Ils sont donc stoppés dans la matière avant les électrons chauds. Ainsi, plus la distance de propagation des électrons dans la matière est grande, plus la population électronique de basse énergie est faible alors que la population électronique de haute énergie reste quasiment identique. Il est également possible de quantifier la divergence du faisceau d'électrons à partir des répartitions spatiales aux différentes profondeurs (cf. figure 4.47a). Chaque répartition spatiale peut être fitée par une gaussienne de demi-largeur à mi-hauteur r_{HWHM} . La taille r_{HWHM} est constante sur les premiers

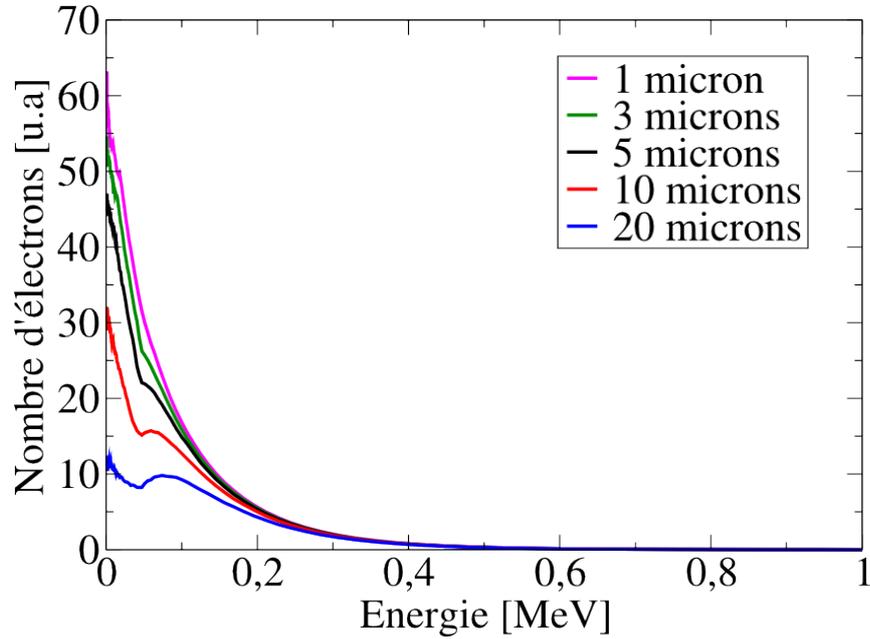


FIGURE 4.46: Spectre électronique créé par l'interaction d'un laser d'intensité $4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec un dépôt d'aluminium de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat de CH à trois profondeurs (à $5 \mu\text{m}$ en noir, à $10 \mu\text{m}$ en tirets rouge et à $20 \mu\text{m}$ en bleu).

micromètres de la cible puis diverge vers une profondeur de $2 \mu\text{m}$. Les collisions responsables de la divergence de ce faisceau d'électrons sont les collisions électrons-ions. Initialement, le faisceau d'électrons est trop énergétique pour que ces collisions modifient fortement la divergence du faisceau. Cependant pendant la propagation de ce faisceau sur les premiers micromètres de profondeur, les électrons chauds du faisceau vont transférer leurs énergies sur les électrons du milieu. Ce transfert d'énergie va abaisser l'énergie des électrons d'énergie inférieure à $0,4 \text{ MeV}$ du faisceau, augmentant ainsi les collisions de ces électrons avec les ions du milieu et donc augmentant la taille du faisceau d'électrons.

A partir de l'évolution de la demi-largeur à mi-hauteur r_{HWHM} nous pouvons définir la divergence du faisceau d'électrons θ_D telle que :

$$\theta_D = \arctan \gamma, \quad (4.31)$$

avec γ la pente de la courbe de tendance de la figure 4.47b. Cette méthode estime une divergence croissante jusqu'à $\theta_D = (25 \pm 1)^\circ$ à une profondeur de $\approx 15 \mu\text{m}$ (cf. figure 4.48). Cette divergence correspond à la divergence des électrons d'énergies supérieures à 100 keV et inférieures à 1 MeV . A ces énergies, la signature des électrons est principalement l'émission K_α , car ils ne sont pas assez énergétiques pour produire un important rayonnement C.T.R. Cette valeur est donc à comparer à la divergence estimée par imagerie K_α à des intensités de 10^{18} W/cm^2 lors de futures expériences.

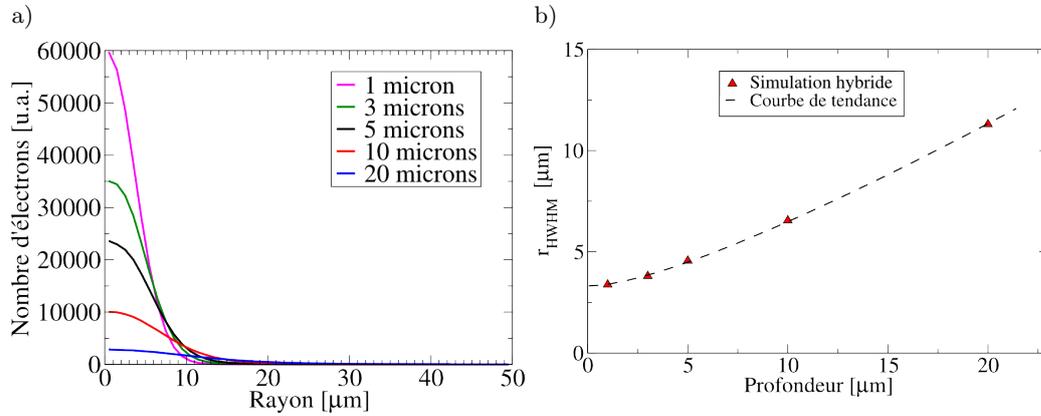


FIGURE 4.47: a) Répartition spatiale du faisceau d'électrons créé par l'interaction d'un laser d'intensité $4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec un dépôt d'aluminium de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat de CH à trois profondeurs (à $5 \mu\text{m}$ en noir, à $10 \mu\text{m}$ en tirets rouge et à $20 \mu\text{m}$ en bleu). b) Taille du faisceau d'électrons à mi-hauteur en fonction de la profondeur créé par l'interaction d'un laser d'intensité $4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec un dépôt d'aluminium de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat de CH.

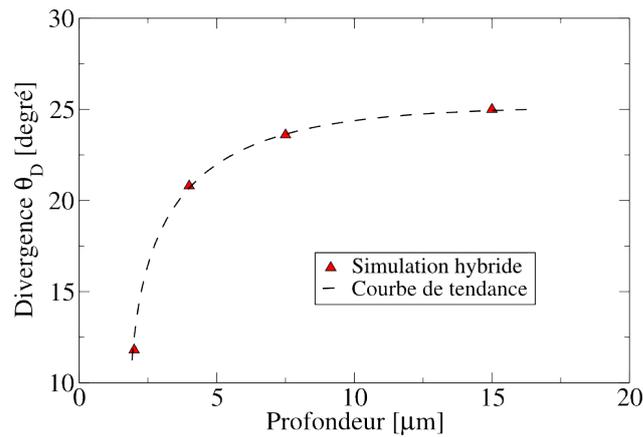


FIGURE 4.48: Evolution de la divergence du faisceau d'électrons en fonction de la profondeur de pénétration du faisceau d'électrons créé lors de l'interaction d'un laser d'intensité $4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ avec une cible d'aluminium.

Le dernier point que je voudrais aborder est la difficulté de définir la divergence du faisceau d'électrons. Dans cette thèse, je l'ai définie pour une seule mesure de la taille du faisceau d'électrons chauds, comme décrit par l'équation 4.28 (donc dépendant de la taille de la tache focale). Dans la littérature, la taille du faisceau d'électrons a généralement été mesurée pour plusieurs épaisseurs, la divergence est définie comme la pente moyenne de la taille du faisceau d'électrons en fonction de la profondeur de la cible (cf. figure 4.47b). Ces deux méthodes estiment la divergence mais ne permettent pas de caractériser parfaitement l'évolution de la taille du faisceau d'électrons au cours de sa propagation dans la cible. La divergence du faisceau d'électrons va croître jusqu'à atteindre une valeur limite (cf. figure 4.48). Les deux méthodes d'estimation de cette divergence vont avoir tendance à sous-estimer la divergence limite. A titre d'exemple, dans le cas de la figure 4.47b, la divergence limite est de $\approx 25^\circ$ alors que la méthode décrite dans ma thèse (cf. équation 4.28) estime une divergence de $\approx 22^\circ$ et la méthode utilisée dans la littérature estime une divergence de $\approx 23^\circ$. Dans ce cas, les différentes méthodes de détermination de la divergence donnent des résultats équivalents. La divergence obtenue à l'aide de ces méthodes est comparable à la divergence estimée par la loi empirique de Green $\theta_{D[\text{Green}]} = 18^\circ$ (cf. équation 4.29). La différence entre cette loi de puissance et les résultats obtenus dans cette section peut probablement venir des incertitudes expérimentales obtenues lors de la détermination de la divergence ou/et de l'intensité. Ces deux résultats de divergence sont cependant assez proches et nous conforte sur la véracité des résultats de la simulations PIC (divergence, spectre, champ magnétique ...) et donc sur la confirmation de l'ordre de grandeur du champ magnétique en surface de la cible de 15 MGauss.

Conclusions

Le travail effectué lors de cette thèse a été principalement expérimental. Nous avons développé et utilisé de nombreux diagnostics laser-plasma, installés dans diverses laboratoires et en collaboration avec des équipes différentes. Le but principal était de caractériser les champs magnétiques présents en surface d'une cible irradiée par laser intense, ainsi que la divergence des électrons issus de cette interaction dans la cible. Les diagnostics de champs magnétiques en surface de cible irradiée par laser intense, tels que les techniques de polarimétrie et d'interférométrie croisée développées dans cette thèse, sont voués à être combinés avec des diagnostics déterminant l'évolution de la taille radiale du faisceau d'électrons chauds générés par l'interaction laser-matière. Leur utilisation simultanée, et la corrélation entre leurs données respectives, devrait permettre d'établir expérimentalement, à court terme, l'influence des champs magnétiques en surface sur la source du faisceau d'électrons, en particulier sur leur distributions angulaire et énergétique.

Nos résultats de polarimétrie sur l'évolution spatio-temporelle des champs magnétiques de surface établissent l'état de l'art pour ce type de mesures. Le diagnostic de polarimétrie a été complètement développé durant ma thèse et permet d'obtenir les évolutions spatiale et temporelle du champ magnétique à l'aide de quatre images du plasma correspondant aux différentes projections d'un laser « sonde » suivant quatre directions de polarisation différentes. J'ai développé une méthode pour extraire de ces quatre images le vecteur de Stokes en chaque point du plasma et ainsi acquérir la parfaite caractérisation de sa polarisation : axe principal de polarisation et ellipticité. Pour obtenir de ce changement de polarisation une information sur le champ magnétique, j'ai modélisé la propagation d'un champ laser dans un plasma dans des conditions d'interaction extrême (densité proche de la densité critique et $\omega \approx \omega_{ce}$) en décrivant le champ électrique du laser à l'aide de différentes méthodes numériques. Dans nos conditions de nombreuses valeurs de changement d'ellipticité peuvent donner le même champ magnétique montrant la non-bijektivité de nos résultats.

Le deuxième diagnostic fonctionnant également avec un faisceau « sonde » est l'interférométrie croisée. Il consiste à mesurer le déphasage du laser « sonde », induit par la propagation de ce laser dans le plasma jusqu'à la position de la densité de coupure, et ainsi estimer la valeur du champ magnétique. L'interférométrie croisée ne permet pas, tout comme la

polarimétrie, de déterminer la norme du champ magnétique car dans cette configuration particulière, il n'est possible que de caractériser le déphasage entre 0 et 2π .

L'indétermination de la norme du champ magnétique est l'inconvénient principal de ces diagnostics. Sa norme peut être estimée, dans certains cas, à l'aide de simulations numériques telles que des simulations PIC (avec le code PICLS par exemple). La levée expérimentale de l'indétermination pourrait être possible en couplant les diagnostics cités précédemment avec une autre technique expérimentale. Une idée pouvant être développée pour des expériences ultérieures serait un spectromètre résolu en temps observant des raies d'émissions pouvant subir un effet Zeeman.

Malgré cette indétermination, ces deux diagnostics permettent d'avoir des informations sur les évolutions temporelle et spatiale du champ magnétique dans le plasma avec une bonne résolution (une dizaine de micromètres et une dizaine de femtosecondes) et une bonne stabilité (associée exclusivement à la stabilité temporelle et spatiale du laser « sonde »). Les intérêts principaux de ces diagnostics sont la possibilité de sonder à l'intérieur du plasma et la non-dépendance du champ électrique. Lors de l'utilisation de ces diagnostics pour des interactions laser-matière avec laser d'intensités élevées, nous avons constaté que l'émission du plasma aux harmoniques du laser (surtout 2ω), commence à devenir plus importante que l'intensité réfléchie du faisceau « sonde », perturbant ainsi la mesure de changement de polarisation (ou de phase suivant les diagnostics) du laser. Pour notre setup actuel, l'intensité maximale pour utiliser de tels diagnostics ne peut ainsi excéder quelques 10^{18} W/cm².

Les mesures obtenues à l'aide de ces diagnostics ont montré un changement de régime dans la génération de champs magnétiques : dans le cas où la pré-impulsion du laser crée un pré-plasma important, le mécanisme créateur de champ magnétique dominant est l'effet thermoélectrique (dans nos expériences l'intensité de la pré-impulsion $> 10^{12}$ W/cm²) et dans le cas où la pré-impulsion du laser est plus faible, le mécanisme prépondérant est la création du champ magnétique par les électrons chauds : dû par exemple à l'instabilité de Weibel (dans nos expériences l'intensité de la pré-impulsion inférieure à 10^{12} W/cm²). Ces diagnostics ont aussi permis de caractériser l'étendue spatiale du champ magnétique en surface de la cible (≈ 150 μm), d'une taille inférieure à la taille du plasma (≈ 400 μm) et bien supérieure à celle de la tache focale du laser « pompe » (≈ 10 μm). Pour le cas sans pré-impulsion, nous obtenons une évolution temporelle asymétrique avec un temps de montée rapide du champ magnétique. Les simulations PIC effectuées avec le code PICLS ont permis de reproduire l'ordre de grandeur du temps de montée de ce champ et donnent une norme maximale après une picoseconde de ≈ 15 MGauss. Cependant, la décroissance de ce champ magnétique ne peut être simulée correctement par des codes PIC, à cause de la résistivité du plasma trop forte (les simulations PIC ne permettent pas de simuler un plasma très collisionnel et donc très résistif). La résistivité du plasma obtenue expérimentalement (estimée à l'aide de l'évolution spatiale de la zone magnétisée)

est bien plus élevée que celle prévue par les modèles de Spitzer et de Eidmann-Hüller-Chimier. Cette résistivité anormale avait été observée dans la littérature mais personne n'avait encore donné une explication à son augmentation. La prise en compte de l'anisotropie de la résistivité créée par le champ magnétique présent dans le plasma permet d'obtenir des valeurs de résistivités théoriques de l'ordre de celles que nous avons obtenu expérimentalement. L'effet thermoélectrique, quant à lui, produit un champ magnétique avec un temps de création de l'ordre de la nanoseconde. Cette évolution plus lente ne peut être décrite par les simulations PIC car le temps de calcul deviendrait trop long. Cependant, l'évolution temporelle de forme logarithmique de ce champ nous conforte sur les mécanismes créateurs de celui-ci : l'effet thermoélectrique.

Il pourrait être intéressant d'utiliser ces diagnostics dans d'autres configurations : par exemple en face arrière de la cible, dans le but d'imager le champ magnétique créé lors du mécanisme d'accélération T.N.S.A. où le champ magnétique et l'émission propre du plasma 2ω sont très faible (uniquement l'émission à 2ω liée au rayonnement C.T.R.).

Les résultats de radiographie protonique sont, quant à eux, très difficiles à analyser. Les effets des champs électriques sont bien plus importants que les effets des champs magnétiques. Il est donc très difficile d'estimer les champs magnétiques en face avant de la cible. Nous avons tout de même réussi à y identifier l'effet thermoélectrique. Ce diagnostic reste très intéressant pour sonder les champs magnétiques dans le vide ou bien lorsque le champ électrique est parfaitement connu. Le deuxième intérêt majeur d'un tel diagnostic est le grandissement géométrique sur un faible encombrement, tout en gardant une assez bonne résolution spatiale. Bien que ces champs soient généralement présents ensemble au sein des plasmas sondés, il pourrait être intéressant d'utiliser des particules possédant une vitesse très importante (proche de la célérité de la lumière) : ainsi la force de Lorentz $q\mathbf{v}/c \times \mathbf{B}$ pourrait devenir plus importante que la force $q\mathbf{E}$, voire même prédominante (par exemple en utilisant un faisceau d'électrons accélérés dans un jet de gaz). Le problème engendré par cette augmentation de vitesse des particules serait une perte de l'étendue temporelle de l'imagerie sur un seul tir laser.

Ces diagnostics sont les principaux permettant de caractériser les champs magnétiques (un autre diagnostic, non utilisé dans cette thèse, est l'utilisation de l'effet Zeeman dans le but de caractériser la norme du champ magnétique). Nous avons pu voir leurs points forts, ainsi que leurs points faibles expérimentalement et analytiquement.

Le deuxième point important de cette thèse a été la détermination de la divergence du faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible. Cette divergence a été caractérisée par deux diagnostics principaux : l'imagerie K_α et l'imagerie de l'émission C.T.R. Etant surtout sensibles à des gammes d'énergie cinétique différentes (> 20 keV pour l'émission K_α et ≥ 1 MeV pour l'émission C.T.R.) les deux diagnostics permettent de caractériser l'évolution radiale du faisceau d'électrons rapides pour deux composantes spectrales différentes de la population du faisceau. Nous obtenons avec l'imagerie C.T.R. une divergence

d'environ $\approx 45^\circ$ et une divergence mesurée à l'aide de l'imagerie K_α de $\approx 70^\circ$. En effet les électrons responsables de l'émission C.T.R. sont beaucoup plus énergétiques que les électrons responsables de l'émission K_α et sont donc moins divergents. Une raison supplémentaire pour la plus faible valeur mesurée par l'imagerie C.T.R. est liée à la bonne résolution temporelle du diagnostic : on s'affranchit des effets dues à la recirculation des électrons dans la cible. Il est intéressant de noter que la divergence du faisceau d'électrons estimée par le diagnostic C.T.R., lors de nos expériences, est en accord avec d'autres résultats publiés précédemment.

Mes mesures et mes remarques ont permis de mieux comprendre les mécanismes/régimes de création de champs magnétiques, ainsi que les diagnostics permettant de les déterminer. Ils fournissent des données/résultats pouvant aider les générations futures à approfondir la physique des champs magnétiques lors de l'interaction laser-matière, important dans des domaines tels que la fusion par confinement inertiel, l'accélération de protons et bien d'autres encore ... En particulier les diagnostics de champs magnétiques en surface de cible irradiée par laser intense, tels que les techniques de polarimétrie et d'interférométrie croisée développées dans cette thèse, sont voués à être combinés avec des diagnostics déterminant l'évolution de la taille radiale du faisceau d'électrons chauds générés par l'interaction laser-matière. Leur utilisation simultanée, et la corrélation entre leurs données respectives, devrait permettre d'établir expérimentalement, à court terme, l'influence des champs magnétiques en surface sur la source du faisceau d'électrons, en particulier sur leur distributions angulaire et énergétique. Nos résultats de polarimétrie sur l'évolution spatio-temporelle des champs magnétiques de surface établissent l'état de l'art pour ce type de mesures.

Annexe A

Calcul de l'intensité laser

Dans le but de caractériser un laser le terme intensité est utilisé. L'intensité est une énergie sur une surface durant un temps donné. Il n'existe cependant pas qu'une seule méthode pour définir cette intensité. Nous allons décrire dans cette annexe ces différentes méthodes dans le but de bien cerner les avantages et les inconvénients de chacune.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2.1, la méthode la plus simple est de définir l'intensité moyenne comprise dans une surface. Cette surface pouvant être définie comme l'isocontour à mi-hauteur de l'énergie du laser tel que le montre la figure A.1. Cette figure montre la puissance laser en chaque point de l'espace. Ainsi l'intensité sur cible à mi-hauteur devient :

$$I_{FWHM} = \frac{\mathcal{E}}{2\pi(2\ln 2)^{3/2}\sigma_t\sigma_r^2}, \quad (\text{A.1})$$

avec \mathcal{E} l'énergie du laser, σ_t la durée d'impulsion à $1/e$ et σ_r le rayon de la tache focale à $1/e$. Il est également possible de définir l'intensité moyenne à $1/e$ ou à toute autre isocontour possible ($1/2e$, $2FWHM$...).

Une autre méthode consiste à supposer l'intensité maximale I_{max} du laser. Pour ce faire, il est nécessaire de donner une forme analytique au profil d'intensité de notre laser. Dans l'exemple de la figure A.1 une forme temporelle et spatiale gaussienne donne de très bons résultats (cf. figure A.2). Soit l'intensité sur cible :

$$I(r, t) = I_{max} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}} = I(r) e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}}. \quad (\text{A.2})$$

En partant de cette équation, il est possible de définir la puissance du laser en intégrant sur l'espace

$$\mathcal{P} = \int_0^\infty 2\pi r I(r) dr = 2\pi\sigma_r^2 I_{max}. \quad (\text{A.3})$$

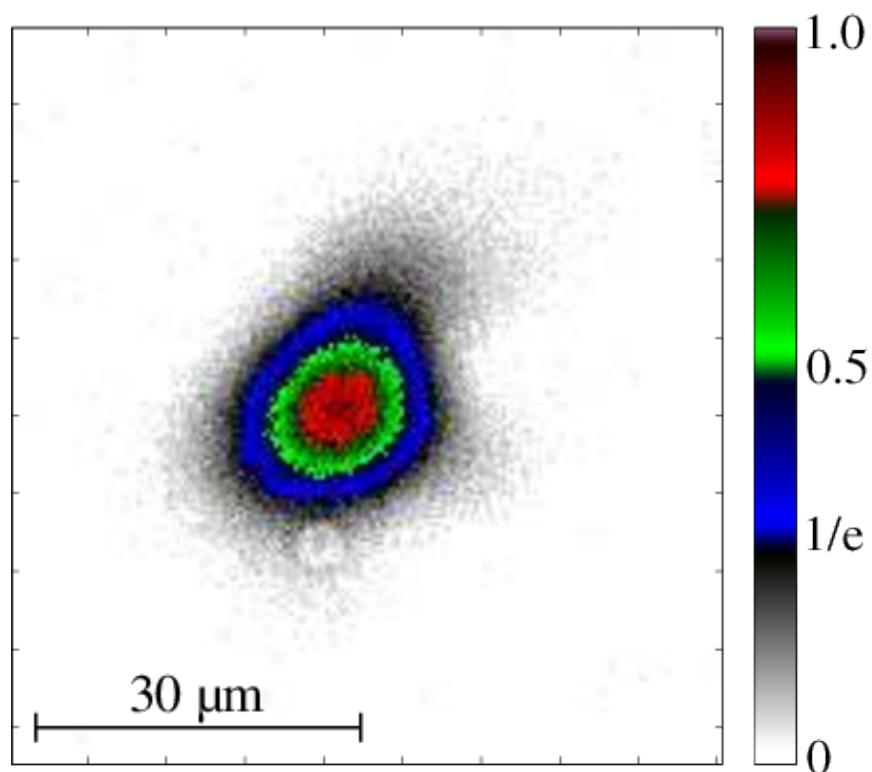


FIGURE A.1: Exemple de tache focale obtenue sur l'installation ECLIPSE (CELIA).

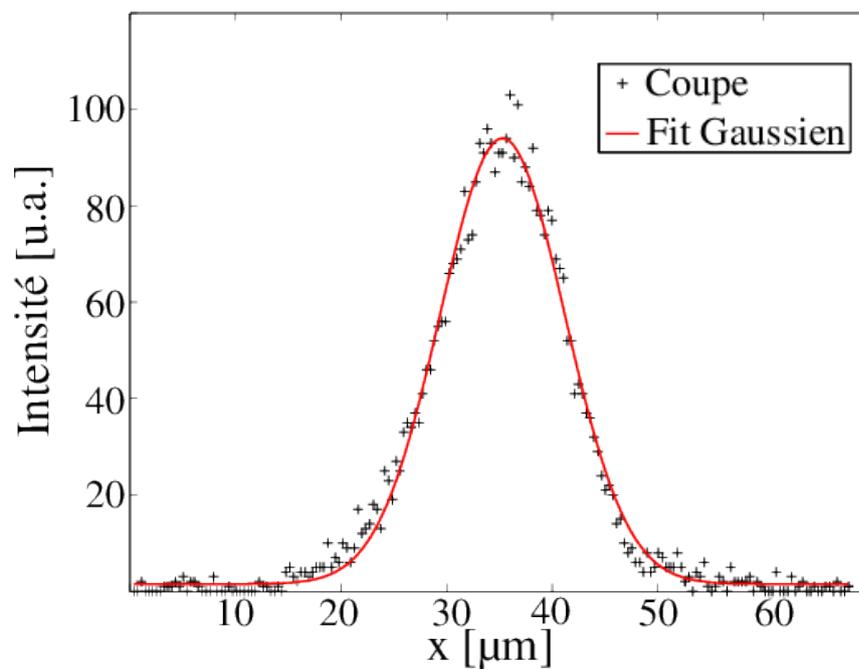


FIGURE A.2: Profil en intensité de la tache focale de la figure A.1 ainsi que son fit gaussien.

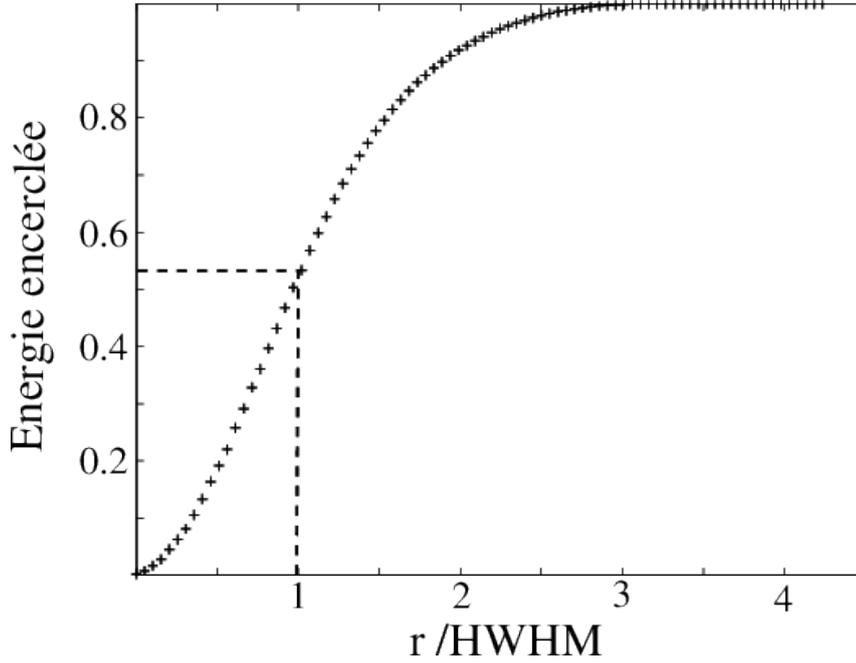


FIGURE A.3: Energie encerclée de la tache focale de la figure A.1.

L'énergie \mathcal{E} devant l'intégral temporelle de la puissance :

$$\mathcal{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P} dt = 2\pi\sigma_r^2 \sqrt{2\pi}\sigma_t I_{max}. \quad (\text{A.4})$$

Soit l'intensité maximale :

$$I_{max} = \frac{\mathcal{E}}{(2\pi)^{3/2}\sigma_r^2\sigma_t}. \quad (\text{A.5})$$

Cette définition suppose que le profil d'intensité est une gaussienne parfaite, en général, une forte concentration d'énergie peut se trouver dans les pieds de la gaussienne $r > FWHM$. Il est possible d'ajouter un facteur correctif $\kappa_{\mathcal{P}} = \mathcal{P}_{ce} / \mathcal{P}_{ce \text{ Gaussienne}}$ à l'équation A.5. Il correspond au rapport entre la puissance encerclée dans la tache focale à mi-hauteur $\mathcal{P}_{ce} = \int_0^{FWHM} \mathcal{P}(r) dr$ et entre la puissance encerclée dans le cas d'une gaussienne $\mathcal{P}_{ce \text{ Gaussienne}} = 0.5$. à l'équation A.5. Un exemple d'énergie encerclée de notre tache focale de la figure A.1 est tracé sur la figure A.3. Ainsi l'intensité maximale corrigée devient :

$$I_{max} = \frac{\mathcal{E} \kappa_{\mathcal{P}}}{(2\pi)^{3/2}\sigma_r^2\sigma_t}. \quad (\text{A.6})$$

Pour appuyer l'importance de rigueur dans la définition et de l'intensité utilisée, l'intensité de la tache focale de la figure A.1 a été déterminée par quatre méthodes sur le tableau A.1 : l'intensité moyenne à mi-hauteur, l'intensité moyenne à $1/e$, l'intensité maximale et l'intensité maximale corrigée.

Méthodes	Intensité calculée [W/cm^2]
Intensité moyenne à FWHM	$3,7 \times 10^{18}$
Intensité moyenne à $1/e$	$2,4 \times 10^{18}$
Intensité maximale	$2,3 \times 10^{18}$
Intensité maximale corrigée	$2,6 \times 10^{18}$

TABLE A.1: Intensités calculées suivant les différentes méthodes pour un laser d'énergie de 200 mJ et de durée d'impulsion de 40 fs.

Annexe B

Détermination de l'indice de réfraction d'un plasma magnétisé

Le but de cette partie est de trouver les indices d'un plasma magnétisé suivant une direction quelconque \mathbf{B}_0 traversé par une onde, de vecteur d'onde $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$ et de pulsation ω . L'indice a été développé initialement par Appleton pour décrire la propagation d'une onde radio dans l'ionosphère [Appleton 1932]. Dans ce développement, nous allons supposer que la température n'influe pas sur l'indice du plasma. Cette approximation peut être justifiée en regardant la perméabilité relative $\kappa_m = (1 + \beta/2)^{-1}$ avec $\beta = 2\mu_0 nkT/B_0^2$ [M.A. Heald 1965]. c'est dans cette perméabilité que le terme dépendant de la température apparait. Ici comme $\beta \ll 1$, il est possible de négliger ce terme. Donnant donc $\kappa_m = 1$.

Dans un premier temps, nous partons de l'équation du mouvement d'un électron dans un champ magnétique :

$$m_e \dot{\mathbf{v}} = -e\mathbf{E}(t) - e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 - \nu m_e \mathbf{v}, \quad (\text{B.1})$$

avec m la masse, \mathbf{v} la vitesse de la particule, e la charge de l'électron et ν la fréquence de collision. Cette équation est appelée l'équation de Langevin. Elle peut se décomposer par la projection sur le trièdre direct \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y et \mathbf{e}_z tel que :

$$m_e \frac{dv_x}{dt} = -eE_x - e(v_y B_z - v_z B_y) - \nu m v_x, \quad (\text{B.2})$$

$$m_e \frac{dv_y}{dt} = -eE_y - e(v_z B_x - v_x B_z) - \nu m v_y, \quad (\text{B.3})$$

$$m_e \frac{dv_z}{dt} = -eE_z - e(v_x B_y - v_y B_x) - \nu m v_z. \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas d'un champ électrique variant en $\exp(i\omega t)$ et en définissant le courant $\mathbf{J} =$

– $en_e\mathbf{v}$ avec n_e la densité électronique, il est possible de remanier notre équation tel que :

$$(i\omega + \nu)J_x + \frac{eB_z}{m_e}J_y - \frac{eB_y}{m_e}J_z = -\frac{n_e e^2}{m_e}E_x, \quad (\text{B.5})$$

$$(i\omega + \nu)J_y + \frac{eB_x}{m_e}J_z - \frac{eB_z}{m_e}J_x = -\frac{n_e e^2}{m_e}E_y, \quad (\text{B.6})$$

$$(i\omega + \nu)J_z + \frac{eB_y}{m_e}J_x - \frac{eB_x}{m_e}J_y = -\frac{n_e e^2}{m_e}E_z, \quad (\text{B.7})$$

soit sa forme matricielle,

$$\frac{m_e \omega}{n_e e^2} \begin{pmatrix} i + \nu/\omega & Y_z & -Y_y \\ -Y_z & i + \nu/\omega & Y_x \\ Y_y & -Y_x & i + \nu/\omega \end{pmatrix} \mathbf{J} = \mathbf{E}, \quad (\text{B.8})$$

avec $Y = \omega_{ce}/\omega$ et $\omega_{ce} = eB/m_e$ la pulsation cyclotronique. En comparant cette équation avec l'équation de la loi d'Ohm ($\mathbf{J} = \check{\sigma}\mathbf{E}$ avec $\check{\sigma}$ le tenseur conductivité complexe $\check{\sigma} = \sigma + i\omega\kappa\epsilon_0$ avec κ la permittivité relative.), la matrice inverse de la conductivité apparaît.

$$\check{\sigma}^{-1} = \frac{m_e \omega}{n_e e^2} \begin{pmatrix} i + \nu/\omega & Y_z & -Y_y \\ -Y_z & i + \nu/\omega & Y_x \\ Y_y & -Y_x & i + \nu/\omega \end{pmatrix}. \quad (\text{B.9})$$

Il est possible de faire l'inversion brutale de cette matrice dans le but d'obtenir la conductivité. Cependant, une méthode plus subtile existe. Pour ce faire, nous allons prendre en compte la géométrie de notre problème. Dans notre cas, nous envoyons une onde de pulsation ω et de vecteur d'onde $\mathbf{k} = ke_z$ traverser un plasma magnétisé. Soit les équations de Maxwell,

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (\text{B.10})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\text{B.11})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{B.12})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{B.13})$$

et en les passant dans le plan de Fourier (la relation liant le vecteur \mathbf{J} et le champ électrique \mathbf{E} est $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = \sigma(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$, avec $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)}d^3k d\omega$), elle

deviennent :

$$\begin{aligned}
 kE_y &= -i\omega\mu_0 H_x, \\
 -kE_x &= -i\omega\mu_0 H_y, \\
 0 &= -i\omega\mu_0 H_z, \\
 kH_y &= J_x + i\omega\epsilon_0 E_x, \\
 -kH_x &= J_y + i\omega\epsilon_0 E_y,
 \end{aligned} \tag{B.14}$$

et

$$0 = J_z + i\omega\epsilon_0 E_z.$$

En faisant disparaître l'intensité magnétique H et en réarrangeant ces équations, il est possible de trouver la loi d'Ohm.

$$i\omega\epsilon_0 \begin{pmatrix} \check{N}^2 - 1 & 0 & 0 \\ 0 & \check{N}^2 - 1 & 0 \\ 0 & 0 & \check{N}^2 - 1 \end{pmatrix} \mathbf{E} = \mathbf{J}, \tag{B.15}$$

$$\check{\sigma} \mathbf{E} = \mathbf{J},$$

avec $\check{N} = N + i\alpha$ l'indice de réfraction complexe se composant de l'indice de réflexion réel N et le facteur d'atténuation α .

Dans un cas général,

$$\mathbf{E} = \check{\sigma}^{-1} \cdot \mathbf{J} = \check{\sigma}^{-1} \cdot \check{\sigma} \cdot \mathbf{E}, \tag{B.16}$$

soit

$$(\check{\sigma}^{-1} \cdot \check{\sigma} - \mathbb{1}) \cdot \mathbf{E} = 0. \tag{B.17}$$

De plus, comme les équations B.9 et B.15 sont cohérentes, il est possible d'écrire

$$\frac{-M^6}{X} \begin{pmatrix} \eta + \frac{X}{M^2} & -iY_z & -i\frac{Y_y}{M^2} \\ iY_z & \eta + \frac{X}{M^2} & i\frac{Y_x}{M^2} \\ -jY_y & iY_x & -i\frac{\eta - X}{M^2} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} = 0, \tag{B.18}$$

avec $X = \omega_{pe}^2/\omega^2$, $\omega_{pe} = n_e e^2/\epsilon_0 m_e$ la pulsation plasma électronique et $\eta = 1 - i\nu/\omega$. Pour que cette équation soit correcte, le déterminant de cette matrice doit être nul. Soit avec

un peu de réarrangement

$$\left(\frac{X}{M^2}\right)^2 + \left(2\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{\eta - X}\right)\left(\frac{X}{M^2}\right) + \eta\left(\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{4(\eta - X^2)}\right) - Y_z^2 = 0, \quad (\text{B.19})$$

possédant comme solution

$$\frac{X}{M^2} = -\frac{\left(2\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{\eta - X}\right) \pm \sqrt{4\left(2\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{\eta - X}\right)\left(\eta\left(\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{4(\eta - X^2)}\right) - Y_z^2\right)}}{2} \quad (\text{B.20})$$

et

$$\frac{X}{M^2} = -\left(\eta - \frac{Y_{\perp}^2}{2(\eta - X)}\right) \pm \sqrt{\frac{Y_{\perp}^4}{4(\eta - X)^2} + Y_z^2}, \quad (\text{B.21})$$

avec $Y_{\perp}^2 = Y_x^2 + Y_y^2$.

Donnant pour l'indice de réfraction complexe du milieu

$$\check{N}^2 = 1 - \frac{X}{\left(1 - i\nu/\omega - \frac{Y_{\perp}^2}{2(1-X-i\nu/\omega)} \pm \sqrt{\frac{Y_{\perp}^4}{4(1-X-i\nu/\omega)^2} + Y_z^2}\right)}. \quad (\text{B.22})$$

Cette équation est nommée l'équation de Appleton.

Annexe C

Caractérisation absolue de la réflectivité de cristaux sphériques utilisés pour l'imagerie K_α

Dans cette annexe, nous allons déterminer la réflectivité de trois cristaux imageurs. Cette analyse correspond aux expériences de la campagne de caractérisation de la réflectivité de cristaux sphériques imageurs de la section 3.6. Lors de cette expérience nous avons comparé les images, en face arrière, de l'émission K_α (obtenues à l'aide d'un cristal imageur ; section 2.4.1) d'une cible de cuivre de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec le spectre obtenu à l'aide du spectromètre MatriX (section 2.4.2). Dans le but de caractériser la réflectivité, nous avons effectué plusieurs tirs à différents angles de Bragg. De plus, dans le but de s'affranchir de l'efficacité quantique des deux caméras utilisées (Andor et Princeton), nous avons effectué deux expériences différentes.

L'intensité de l'émission K_α de la cible, obtenue pour un tir sur la caméra Andor, peut s'écrire :

$$I_{SCI} = N_{ph\ 1} \frac{d\Omega_{SCI}}{4\pi} QE_{Andor} T_{SCI} R, \quad (\text{C.1})$$

avec $N_{ph\ 1}$ le nombre de photon K_α sortant de la cible de la configuration 1, $d\Omega_{SCI}/4\pi$ l'angle solide du cristal imageur, R la réflectivité absolue du cristal, QE_{Andor} l'efficacité quantique de la caméra Andor et T_{SCI} la transmission des filtres devant la caméra (ici $13 \mu\text{m}$ d'aluminium et $10 \mu\text{m}$ de mylar). Cette intensité I_{SCI} est également l'intégral de notre signal sur la caméra Andor (cf. figure C.1).

Le second diagnostic MatriX, possède une intensité I_{MatriX} pouvant s'écrire (cf. équation 2.58) :

$$I_{MatriX\ a}^\beta = N_{ph\ a} \frac{d\Omega_{MatriX\ a}^\beta}{4\pi} QE_{\beta\ MatriX\ a} T_{MatriX\ a}^\beta, \quad (\text{C.2})$$

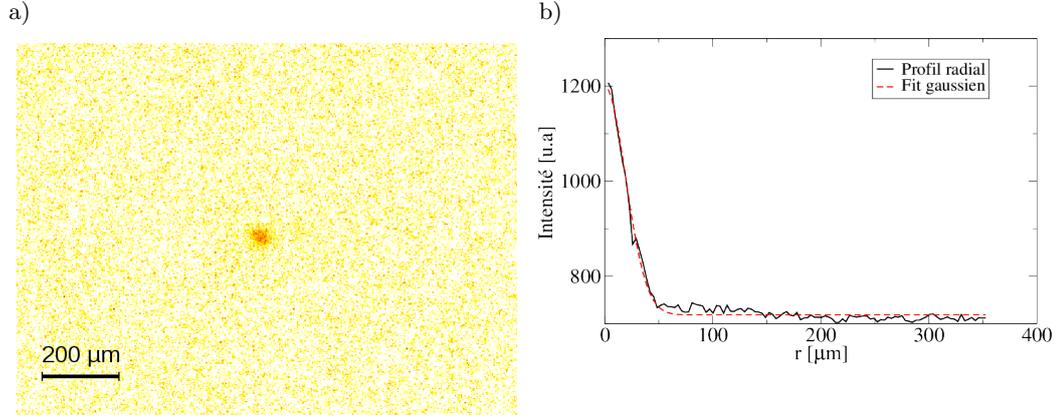


FIGURE C.1: Exemple d'image de l'émission K_{α} obtenue lors de l'expérience de caractérisation de la réflectivité de cristaux de quartz. a) Image de l'émission K_{α} . b) Coupe radiale de l'image d'émission K_{α} et un fit gaussien avec les paramètres : $I = 480 \exp(-\frac{r^2}{2 \times 19^2}) + 718$.

avec β la caméra (A pour Andor et P pour Princeton) et a la configuration (1 ou 2). L'intensité I_{MatriX} étant sur le spectre obtenu par MatriX correspond à l'intégral du pic d'émission K_{α} (cf. figure C.2) dans un premier temps.

Dans le but de simplifier les notations, il est possible de définir le rapport des efficacités quantiques des deux caméras f_{QE} :

$$f_{QE} = \frac{QE_P}{QE_A} = \frac{I_{MatriX 2}^P d\Omega_{MatriX 2}^A T_{MatriX 2}^A}{I_{MatriX 2}^A d\Omega_{MatriX 2}^P T_{MatriX 2}^P}. \quad (C.3)$$

Ainsi la réflectivité du cristal R peut s'écrire :

$$R = f_{QE} \frac{I_{SCI} d\Omega_{MatriX 1}^P T_{MatriX 1}^P}{I_{MatriX 1}^P d\Omega_{SCI} T_{SCI}}. \quad (C.4)$$

Les résultats de cette formule permettent de déterminer la réflectivité de tous nos cristaux et à différents angles (cf. figure C.3). La valeur moyenne de réflectivité des cristaux est $\approx 10^{-4}$. Une première comparaison pouvant être effectuée, est l'endommagement des cristaux. Bien que tous les cristaux ne semblent posséder aucun défaut à l'oeil nu, il existe une différence de réflectivité entre un cristal nouvellement créé et un cristal plus ancien (≈ 10 ans d'ancienneté). La réflectivité du cristal dit « jeune » est supérieure à la réflectivité de cristal dit « vieux ». Nous pouvons donc supposer que l'ordre cristallin du cristal « vieux » a été changé (probablement création de défauts dans la matrice cristallographique), diminuant la réflectivité de ce cristal. La deuxième comparaison possible entre les cristaux est l'épaisseur du substrat de quartz. En effet, le cristal possédant un substrat de quartz de $40 \mu\text{m}$ possède une réflectivité plus faible. Une compa-

ANNEXE C: CARACTÉRISATION ABSOLUE DE LA RÉFLECTIVITÉ
146 DE CRISTAUX SPHÉRIQUES UTILISÉS POUR L'IMAGERIE K_{α}

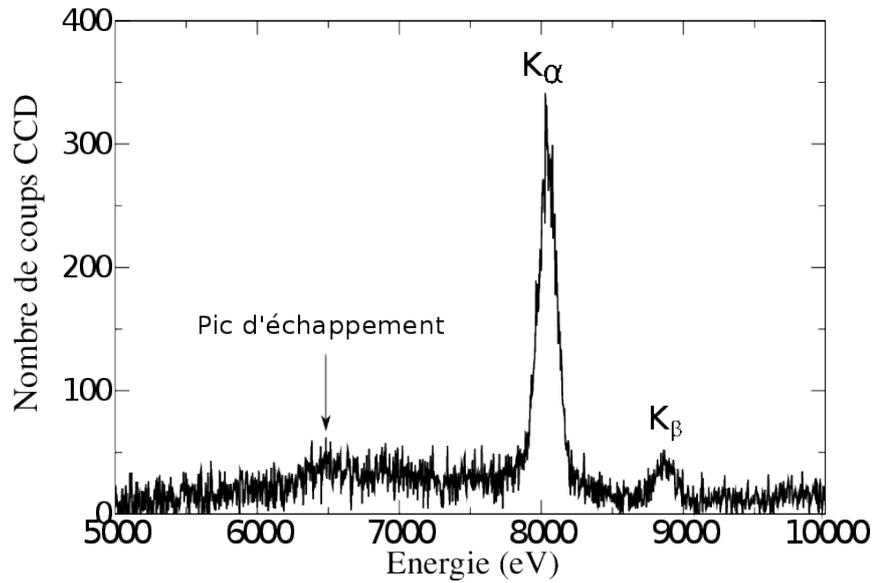


FIGURE C.2: Exemple de spectre obtenu par le diagnostic MatriX lors de l'expérience de caractérisation de la réflectivité de cristaux (configuration 1 caméra Princeton).

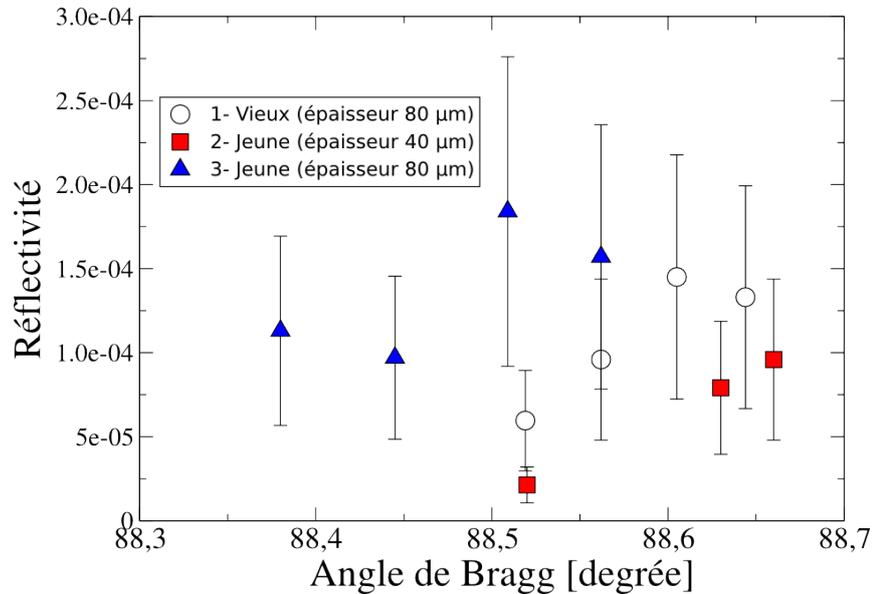


FIGURE C.3: Réflectivité obtenue pour trois cristaux de substrat de quartz d'épaisseurs différentes et d'anciennetés différentes.

Cristal	épaisseur	R_{exp}	R_{cal}	R_{exp}/R_{cal}
1 - vieux	80 μm	$(1,45 \pm 0,72) \cdot 10^{-4}$	$4,97 \cdot 10^{-4}$	0,29
2 - jeune	40 μm	$(9,59 \pm 4,80) \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	0,41
3 - jeune	80 μm	$(1,84 \pm 0,92) \cdot 10^{-4}$	$4,97 \cdot 10^{-4}$	0,37

TABLE C.1: Comparaison entre les mesures de réflectivité obtenues expérimentalement et numériquement (travail numérique effectué par Luca Antonelli).

raison théorique et numérique des résultats expérimentaux a été effectuée à l'aide de programme Xop2.3 [Sánchez del Río 2011] (tableau C.1). L'erreur entre les valeurs théoriques et expérimentales est de l'ordre de 37 %. Cette erreur peut être due à l'imprécision expérimentale de l'ordre de 50 %.

Un dernier point important est la définition de la réflectivité. Dans l'analyse ci-dessus, nous avons défini notre réflectivité telle que le nombre de photons réfléchis par le cristal sur le nombre de photons présents dans la raie K_α . Cependant la bande passante spectrale du cristal (≈ 20 eV équations 2.53 et 2.54) est inférieure à la largeur spectrale de la K_α du cuivre (elle est même inférieure à la largeur spectrale de la raie $K_{\alpha 1}$). Il est donc possible de définir la réflectivité corrigée R_{cor} dans la bande passante spectrale du cristal telle que :

$$R_{cor} = \frac{1}{\gamma} R, \quad (\text{C.5})$$

avec γ le nombre de photons dans la bande spectrale d'acceptance du cristal sur le nombre total de photons dans la raie K_α . En utilisant le programme FlychK [Chung 2005], le facteur γ peut être estimé à 0,5.

Cette expérience nous a donc permis de caractériser en absolue la réflectivité de notre cristal. Il est cependant important de garder en tête que, dans le but d'utiliser ces cristaux dans d'autres expériences, il est nécessaire de bien connaître les détecteurs utilisés (efficacité quantique des caméras ou des écrans photo-sensibles (Image Plate I.P.)). En effet, ce facteur, peut être dans certains cas assez important.

Bibliographie

- [A. A. Cotton 1907] H. Mouton A. A. Cotton. *Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux*. Comptes Rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences Paris, vol. Nr. 145, page S. 229231, 1907.
- [Adam 2006] J.C. Adam et A.Héron ans G. Laval. *Dispersion and Transport of Energetic Particules due to the Interaction of Intense Laser Pulses with Overdense Plasmas*. Physical review letters, vol. 97, no. 205006, 2006.
- [Akli 2010] K U Akli, P K Patel, R Van Maren, R B Stephens, M H Key, D P Higginson, B Westover, C D Chen, A J Mackinnon, T Bartal, F N Beg, S Chawla, R Fedosejevs, R R Freeman, D S Hey, G E Kemp, S LePape, A Link, T Ma, A G MacPhee, H S McLean, Y Ping, Y Y Tsui, L D Van Woerkom, M S Wei, T Yabuuchi et S Yuspeh. *A dual channel X-ray spectrometer for fast ignition research*. Journal of Instrumentation, vol. 5, no. 07, page P07008, 2010.
- [Amiranoff 1982] F. Amiranoff, R. Fabbro, A. Fabre, C. Garban-Labaune et M. Weinfeld. *Experimental studies of fast electron generation in laser-produced plasmas at 1.06, 0.53 and 0.26 m laser wavelength*. J. Phys. France, vol. 43, pages 1037–1042, 1982.
- [Amiranoff 1984] F. Amiranoff, J. Brackbill, D. Colombant et N. Grandjouan. *Magnetic fields in laser heated plasmas*. LA-UR–85-1251, page 194, 1984.
- [Anderson 2015] H. H. Anderson, Berger (chairman) M. J., Bichsel H., Dennis J. A., Inokuti (vice-chairman) M., Powers D., Seltzer S. M., Thwaites D., Turner J. E. et Watt D. E. *NIST Stopping power*, 2015.
- [Appleton 1932] E. V. Appleton. *Wireless studies of the ionosphere*. J. Inst. Elec. Engrs., vol. 71, no. 642, pages 257–265, 1932.
- [Artsimovich 1980] L. A. Artsimovich et S. I. Luk'ianov. *Motion of charged particles in electric and magnetic fields*. Moscow, Mir, 1980.
- [Ashley 1967] J. C. Ashley. *Transition Radiation from Thin Foils due to Non-Normally Incident Electrons*. Phys. Rev., vol. 155, pages 208–210, Mar 1967.

- [Atzeni 2009] Stefano Atzeni et Jürgen Meyer ter Vehn. *The physics of inertial fusion : Beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*. Oxford University Press, 2009.
- [Baton 2003] 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 et T. E. Cowan. *Evidence of Ultrashort Electron Bunches in Laser-Plasma Interactions at Relativistic Intensities*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, page 105001, Sep 2003.
- [Beaudoin 2004] F Beaudoin, John Lopez, Marc Faucon, R Desplats et P Perdu. *Femtosecond laser ablation for backside silicon thinning*. Conference : 15th European Symposium on the Reliability of Electron Devices, vol. 44, no. 077, 2004.
- [Bell 1993] A. R. Bell, F. N. Beg, Z. Chang, A. E. Dangor, C. N. Danson, C. B. Edwards, A. P. Fews, M. H. R. Hutchinson, S. Luan, P. Lee, P. A. Norreys, R. A. Smith, P. F. Taday et F. Zhou. *Observation of plasma confinement in picosecond laser-plasma interactions*. *Phys. Rev. E*, vol. 48, pages 2087–2093, Sep 1993.
- [Bell 1997] A R Bell, J R Davies, S Guerin et H Ruhl. *Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments*. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 39, no. 5, page 653, 1997.
- [Bethe 1953a] H. Bethe. *Experimental Nuclear Physics*. In E. Segre, editeur, 1. John Wiley, 1953.
- [Bethe 1953b] H. A. Bethe. *Molière's Theory of Multiple Scattering*. *Phys. Rev.*, vol. 89, pages 1256–1266, Mar 1953.
- [Birkholz 2006] Mario Birkholz. *Thin film analysis by x-ray scattering*. John Wiley & Sons, 2006.
- [Bond 1980] D. J. Bond, J. D. Hares et J. D. Kilkenny. *Demonstration of Resistive Inhibition of Fast Electrons from Laser-Produced Plasmas in Low-Density Gold Targets*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pages 252–255, Jul 1980.
- [Borghesi 1998] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard, O. Willi, A. Pukhov et J. Meyer-ter Vehn. *Large Quasistatic Magnetic Fields Generated by a Relativistically Intense Laser Pulse Propagating in a Preionized Plasma*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pages 5137–5140, Jun 1998.
- [Brackbill 1983] J. U. Brackbill et S. R. Goldman. *Magnetohydrodynamics in laser fusion : Fluid modeling of energy transport in laser targets*. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, vol. 36, no. 4, pages 415–436, 1983.

- [Bragg 1906] W.H. Bragg. *On the ionization of various gases by the particles of radium - No 2*. Proceedings of the Physical Society of London, vol. 20, no. 1, pages 523–550, 1906. cited By 0.
- [Bragg 1913] W. H. Bragg et W. L. Bragg. *The Reflection of X-rays by Crystals*. Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 88, no. 605, pages 428–438, 1913.
- [Braginskii 1965] S. I. Braginskii. *Transport Processes in a Plasma*. Reviews of Plasma Physics, vol. 1, page 205, 1965.
- [Breil 2011] J. Breil, S. Galera et P. H. Maire. *Multi-material ALE computation in inertial confinement fusion code CHIC*. Computers & Fluids, vol. 46, pages 161–167, 2011.
- [Brunel 1987] F. Brunel. *Not-so-resonant, resonant absorption*. Phys. Rev. Lett., vol. 59, pages 52–55, Jul 1987.
- [Casnati 1982] E Casnati, A Tartari et C Baraldi. *An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons*. Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics, vol. 15, no. 1, page 155, 1982.
- [Ceccato 2009] Paul Ceccato. *Filamentary plasma discharge inside water : initiation and propagation of a plasma in a dense medium*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2009.
- [Ceccotti 2007] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre et Ph. Martin. *Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, page 185002, Oct 2007.
- [Chen 2008a] C. D. Chen, J. A. King, M. H. Key, K. U. Akli, F. N. Beg, H. Chen, R. R. Freeman, A. Link, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, P. K. Patel, M. Porkolab, R. B. Stephens et L. D. Van Woerkom. *A Bremsstrahlung spectrometer using k-edge and differential filters with image plate dosimeters*. Review of Scientific Instruments, vol. 79, no. 10, 2008.
- [Chen 2008b] Hui Chen, Anthony J. Link, Roger van Maren, Pravesh K. Patel, Ronnie Shepherd, Scott C. Wilks et Peter Beiersdorfer. *High performance compact magnetic spectrometers for energetic ion and electron measurement in ultraintense short pulse laser solid interactions*. Review of Scientific Instruments, vol. 79, no. 10, 2008.
- [Cherenkov 1934] P. A. Cherenkov. *Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation*. Doklady Akademii Nauk SSSR, vol. 2, pages 451+, 1934.

- [Chung 2005] H-K Chung, MH Chen, WL Morgan, Yu Ralchenko et RW Lee. *FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements*. High Energy Density Physics, vol. 1, no. 1, pages 3–12, 2005.
- [Cohen-Tannoudji 1966] Claude Cohen-Tannoudji et Alfred Kastler. *Progress in Optics*. In E. Wolf, editeur, I Optical Pumping, volume 5, pages 1 – 81. Elsevier, 1966.
- [Collett 2012] Edward Collett. Field guide to polarization. SPIE Press, Bellingham, Washington USA, 2012.
- [Couillaud 1999] Christophe Couillaud et Gérard Haouat. Le rayonnement de transition. RAPPORT CEA-R-5853, 1999.
- [Darwin 1914] C.G. Darwin. *LXXVIII. The theory of X-ray reflexion. Part II*. Philosophical Magazine Series 6, vol. 27, no. 160, pages 675–690, 1914.
- [Davies 1997] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines et S. M. Guérin. *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets*. Phys. Rev. E, vol. 56, pages 7193–7203, Dec 1997.
- [Décréau 2001] P. M. E. Décréau, P. Fergeau, V. Krasnoselskikh, E. Le Guirriec, M. Lévêque, Ph. Martin, O. Randriamboarison, J. L. Rauch, F. X. Sené, H. C. Séran, J. G. Trotignon, P. Canu, N. Cornilleau, H. De Féraudy, H. Alleyne, K. Yearby, P. B. Mörgensen, G. Gustafsson, M. André, D. C. Gurnett, F. Darrouzet, J. Lemaire, C. C. Harvey et P. Travnicek. *Early results from the Whisper instrument on Cluster : an overview*. Annales Geophysicae, vol. 19, no. 10/12, pages 1241–1258, 2001.
- [del Rio 2004] M Sánchez del Rio, L Alianelli, A Ya Faenov et T Pikuz. *X-ray Reflectivity of Curved Alpha-Quartz Crystals*. Physica Scripta, vol. 69, no. 4, page 297, 2004.
- [Denisov 1957] N. G. Denisov. *On a singularity of the field of an electromagnetic wave propagated in an inhomogeneous plasma*. Sov. Phys -JETP, vol. 4, no. 544, 1957.
- [Doi 2011] Kentaro Doi et Hajime Susa. *Generation of a Seed Magnetic Field around First Stars : The Biermann Battery Effect*. The Astrophysical Journal, vol. 741, no. 2, page 93, 2011.
- [Dolan 2006] Daniel H. Dolan. Foundations of visar analysis. SANDIA REPORT, SAND2006-1950, 2006.
- [Dolan 2013] T.J. Dolan. Fusion research : Principles. Elsevier Science, 2013.
- [Dryer 1967] Murray Dryer, David L. Merritt et Philip M. Aronson. *Interaction of a plasma cloud with the Earth's magnetosphere*. Journal of Geophysical Research, vol. 72, no. 11, pages 2955–2962, 1967.

- [Eidmann 2000] K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, T. Schlegel et S. Hüller. *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*. Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, vol. 62, no. 1 B, pages 1202–1214, 2000. cited By 233.
- [Einstein 1917] Albert Einstein. *Zur Quantentheorie der Strahlung. (German) [On the Quantum Theory of Radiation]*. j-PHYSIKAL-Z, vol. 18, pages 121–128, 1917.
- [Emma 2010] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, F.J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, S. Edstrom, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, J. Hastings, G. Hays, Ph. Hering, Z. Huang, R. Iverson, H. Loos, M. Messerschmidt, A. Miahnahri, S. Moeller, H.D. Nuhn, G. Pile, D. Ratner, J. Rzepiela, D. Schultz, T. Smith, P. Stefan, H. Tompkins, J. Turner, J. Welch, W. White, J. Wu, G. Yocky et J. Galayda. *First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser*. nature photonics, vol. 4, pages 641–647, 2010.
- [Epperlein 1986] E. M. Epperlein et M. G. Haines. *Plasma transport coefficients in a magnetic field by direct numerical solution of the FokkerPlanck equation*. Physics of Fluids, vol. 29, no. 4, pages 1029–1041, 1986.
- [Fews 1994] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee et S. J. Rose. *Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, pages 1801–1804, Sep 1994.
- [Fill 2001] Ernst E. Fill. *Relativistic electron beams in conducting solids and dense plasmas : Approximate analytical theory*. Physics of Plasmas, vol. 8, no. 4, pages 1441–1444, 2001.
- [Forest 1994] C. B. Forest, K. Kupfer, T. C. Luce, P. A. Politzer, L. L. Lao, M. R. Wade, D. G. Whyte et D. Wròblewski. *Determination of the Noninductive Current Profile in Tokamak Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, pages 2444–2447, Oct 1994.
- [Fourment 2009] C Fourment, N Arazam, C Bonte, T Caillaud, D Descamps, F Dorchies, M Harmand, S Hulin, S Petit et JJ Santos. *Broadband, high dynamics and high resolution charge coupled device-based spectrometer in dynamic mode for multi-keV repetitive x-ray sources*. Review of Scientific Instruments, vol. 80, no. 8, page 083505, 2009.
- [Franken 1961] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters et G. Weinreich. *Generation of optical harmonics*. Physical Review Letters, vol. 7, no. 4, pages 118–119, 1961.

- [Franklin 1976] R. N. Franklin. Plasma phenomena in gas discharges. Oxford and New York, Clarendon Press, 1976. 258 p., 1976.
- [Fraser 2009] G.W. Fraser. X-ray detectors in astrophysics. Cambridge Astrophysics Series, 2009.
- [Gamaliy 1990] E. G. Gamaliy et R. Dragila. *Interaction of ultrashort laser pulses at relativistic intensities with solid targets : Relativistic skin effect*. Phys. Rev. A, vol. 42, pages 929–935, Jul 1990.
- [Gentec 2016] Gentec. *Détecteur de puissance : PRONTO-250*. Rapport technique 202917, Gentec-eo, 45 Bis Route des Gardes 92190 Meudon FRANCE, 2016.
- [Gibbon 2005] P. Gibbon. Short pulse laser interactions with matter : An introduction. Imperial College Press, 2005.
- [Ginzberg 1964] V.L. Ginzberg. The properties of electromagnetic waves in plasma. Pergamon, 1964.
- [Ginzburg 1979] V. L. Ginzburg. *Transition Radiation and Transition Scattering*. International Cosmic Ray Conference, vol. 14, page 42, 1979.
- [Glinsky 1995] M. E. Glinsky. *Regimes of suprathermal electron transport*. Physics of Plasmas, vol. 2, pages 2796–2806, Juillet 1995.
- [Green 2008] 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 et P. A. Norreys. *Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, page 015003, Jan 2008.
- [Gryziński 1965] Michał Gryziński. *Two-Particle Collisions. I. General Relations for Collisions in the Laboratory System*. Phys. Rev., vol. 138, pages A305–A321, Apr 1965.
- [Haines 1986] M. G. Haines. *Magnetic-field generation in laser fusion and hot-electron transport*. Canadian Journal of Physics, vol. 64, page 912, 1986.
- [Haines 1997] M. G. Haines. *Saturation Mechanisms for the Generated Magnetic Field in Nonuniform Laser-Matter Irradiation*. Phys. Rev. Lett., vol. 78, pages 254–257, Jan 1997.

- [Haines 2011] M G Haines. *A review of the dense Z -pinch*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 53, no. 9, page 093001, 2011.
- [Hall 1879] E. H. Hall. *On a New Action of the Magnet on Electric Currents*. American Journal of Mathematics, vol. 2, no. 3, pages pp. 287–292, 1879.
- [Harmand 2013] M Harmand, RN Coffee, Mina R Bionta, Matthieu Chollet, D French, D Zhu, DM Fritz, Henrik Lemke, N Medvedev, B Ziaja et al. *Achieving few-femtosecond time-sorting at hard X-ray free-electron lasers*. Nature Photonics, vol. 7, no. 3, page 215–218, 2013.
- [Harres 2008] K. Harres, M. Schollmeier, E. Brambrink, P. Audebert, A. Blaevi, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, F. Nürnberg, J. Schreiber, H. Wahl et M. Roth. *Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions*. Review of Scientific Instruments, vol. 79, no. 9, pages –, 2008.
- [Hombourger 1998] C Hombourger. *An empirical expression for K-shell ionization cross section by electron impact*. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 31, no. 16, page 3693, 1998.
- [Hong 2005] K.-H. Hong, B. Hou, J. A. Nees, E. Power et G. A. Mourou. *Generation and measurement of $\zeta 108$ intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser*. Applied Physics B, vol. 81, no. 4, pages 447–457, 2005.
- [Honrubia 2005] J. J. Honrubia, M. Kaluza, J. Schreiber, G. D. Tsakiris et J. Meyer-ter Vehn. *Laser-driven fast-electron transport in preheated foil targets*. Physics of Plasmas, vol. 12, no. 5, 2005.
- [Hoszowska 1996] J. Hoszowska, J.-Cl. Dousse, J. Kern et Ch. Rhême. *High-resolution von Hamos crystal X-ray spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 376, no. 1, pages 129 – 138, 1996.
- [Hubbell 1994] J. H. Hubbell, P. N. Trehan, N. Singh, B. Chand, D. Mehta, M. L. Garg, R. R. Garg, S. Singh et S. Puri. *A Review, Bibliography, and Tabulation of K, L, and Higher Atomic Shell X-Ray Fluorescence Yields*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 23, pages 339–364, Mars 1994.
- [Hutchinson 2005] I.H. Hutchinson. Principles of plasma diagnostics. Cambridge University Press, 2005.
- [Jackson 1975] John David Jackson. Classical electrodynamics. John Wiley & Sons, Inc., 1975.

- [Jahoda 1963] F. C. Jahoda, F. L. Ribe et G. A. Sawyer. *Zeeman-Effect Magnetic Field Measurement of a High-Temperature Plasma*. Phys. Rev., vol. 131, pages 24–29, Jul 1963.
- [Johansson 1982] Gerd I. Johansson. *Modifications of the HEX program for fast automatic resolution of PIXE-spectra*. X-Ray Spectrometry, vol. 11, no. 4, pages 194–200, 1982.
- [Keldysh 1965] L. V. Keldysh. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Soviet Physics JETP, vol. 20, pages 1307–1314, may 1965.
- [Kmetec 1992] J. D. Kmetec, C. L. Gordon, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown et S. E. Harris. *MeV x-ray generation with a femtosecond laser*. Phys. Rev. Lett., vol. 68, pages 1527–1530, Mar 1992.
- [Kruer 1985] W. L. Kruer et Kent Estabrook. *$J \times B$ heating by very intense laser light*. Physics of Fluids, vol. 28, no. 1, pages 430–432, 1985.
- [Kruer 2003] William L. Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. Westview Press, 2003.
- [Kumar 2009] Naveen Kumar, A Karmakar, A Pukhov et G Shevets. *Interplay of collisions and temperature on the filamentary structure of a relativistic electron beam in plasmas*. The European Physical Journal D, vol. 55, pages 415–420, 2009.
- [Kunz 1978] W. Kunz et G. Dodd. *On the measurement of poloidal field distributions in Tokamaks by far-infrared polarimetry*. Plasma Physics, vol. 20, no. 2, pages 171–174, 1978.
- [Ladyzhenskaia 2003] O.A. Ladyzhenskaia et M.S. Birman. *Nonlinear problems in mathematical physics and related topics : In honor of professeur o.a. ladyzhenskaya*. ii. International Mathematical Series. Springer US, 2003.
- [Landau 1976] L.D. Landau et E.M. Lifshits. *Mechanics*. Butterworth Heinemann. Butterworth-Heinemann, 1976.
- [Langmuir 1928] Irving Langmuir. *Oscillations in Ionized Gases*. Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 14, no. 8, pages 627–637, 1928.
- [Lee 1984] Y. T. Lee et R. M. More. *An electron conductivity model for dense plasmas*. Physics of Fluids, vol. 27, no. 5, pages 1273–1286, 1984.
- [Lehner 1984] Thierry Lehner et Dominique Grésillon. *La fusion par confinement magnétique , ecole d'été , cargèse , juillet 1984*. École Polytechnique, 1984.

- [Levy 2008] A. Levy, T. Ceccotti, H. Popescu, F. Reau, P. D'Oliveira, P. Monot, P. Martin, J. P. Geindre et E. Lefebvre. *Proton Acceleration With High-Intensity Laser Pulses in Ultrahigh Contrast Regime*. IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 36, no. 4, pages 1808–1811, Aug 2008.
- [Lin 1995] Y. Lin, G. N. Lawrence et T. J. Kessler. *Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles*. Opt. Lett., vol. 20, no. 7, pages 764–766, Apr 1995.
- [Lindau 2005] F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, P. McKenna, K. Osvay, D. Batani et C.-G. Wahlström. *Laser-Accelerated Protons with Energy-Dependent Beam Direction*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, page 175002, Oct 2005.
- [Lindl 1995] John Lindl. *Development of the indirectdrive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*. Physics of Plasmas, vol. 2, no. 11, pages 3933–4024, 1995.
- [Lumpkin 1991] A.H. Lumpkin, R.B. Feldman, B.E. Carlsten, D.W. Feldman, R.L. Sheffield, W.E. Stein, W.J. Johnson, L.E. Thode, S.C. Bender et G.E. Busch. *Initial observations of high-charge, low-emittance electron beams at {HIBAF}*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 304, no. 13, pages 379 – 385, 1991.
- [Lumpkin 1992] A.H. Lumpkin, R.B. Feldman, S.A. Apgar, D.W. Feldman, P.G. O'Shea, R.B. Fiorito et D.W. Rule. *Initial electron-beam characterizations for the Los Alamos {APEX} facility*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 318, no. 13, pages 415 – 421, 1992.
- [Lumpkin 2002] A. H. Lumpkin, R. Dejus, J. W. Lewellen, W. Berg, S. Biedron, M. Borland, Y. C. Chae, M. Erdmann, Z. Huang, K.-J. Kim, Y. Li, S. V. Milton, E. Moog, D. W. Rule, V. Sajaev et B. X. Yang. *Evidence for Microbunching “Sidebands” in a Saturated Free-Electron Laser Using Coherent Optical Transition Radiation*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, page 234801, May 2002.
- [M.A. Heald 1965] C.B. Wharton M.A. Heald. Plasma diagnostics with microwaves. John Wiley & Sons Inc., 1965.
- [Maiman 1960] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, no. 4736, pages 493–494, aug 1960.

- [Malka 2006] V. Malka, J. Faure, S. Fritzler, M. Manclossi, A. Guemnie-Tafo, E. dHumières, E. Lefebvre et D. Batani. *Production of energetic proton beams with lasers*. Review of Scientific Instruments, vol. 77, no. 3, 2006.
- [Martinez-Sanchez 1998] M. Martinez-Sanchez et J.E. Pollard. *Spacecraft Electric Propulsion An Overview*. Journal of propulsion and power, vol. 14, pages 688–699, Sep-Oct 1998.
- [Martinkova 2010] Michaela Martinkova, Milan Kalal et Yong Joo Rhee. *Coulomb explosions of deuterium clusters studied by compact design of Nomarski interferometer*. Journal of Physics : Conference Series, vol. 244, no. 3, page 032053, 2010.
- [Martinolli 2003] Emanuele Martinolli. *Transport d'électrons relativistes dans une cible solide : Etude du chauffage dans le cadre de l'allumage rapide*. PhD thesis, Ecole polytechnique, 2003.
- [Mason 1979] R. J. Mason. *Double-Diffusion Hot-Electron Transport in Self-Consistent E and B Fields*. Phys. Rev. Lett., vol. 42, pages 239–243, Jan 1979.
- [Mason 1998] R. J. Mason et M. Tabak. *Magnetic Field Generation in High-Intensity-Laser Matter Interactions*. Phys. Rev. Lett., vol. 80, pages 524–527, Jan 1998.
- [Mathieson 2002] K Mathieson, M.S Passmore, P Seller, M.L Prydderch, V OShea, R.L Bates, K.M Smith et M Rahman. *Charge sharing in silicon pixel detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 487, no. 12, pages 113 – 122, 2002. 3rd International Workshop on Radiation Imaging Detectors.
- [McEntaffer 2009] R. L. McEntaffer, R. Hudec, N. J. Murray et A. D. Holland. *A high resolution x-ray spectrometer utilizing Kirkpatrick-Baez optics and off-plane gratings*. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7360 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 14, Mai 2009.
- [Mead 1958] C. A. Mead. *Quantum Theory of the Refractive Index*. Physical Review, vol. 110, pages 359–369, Avril 1958.
- [Meyer-Ter-Vehn 1982] J. Meyer-Ter-Vehn. *On energy gain of fusion targets : the model of Kidder and Bodner improved*. Nuclear Fusion, vol. 22, no. 4, page 561, 1982.
- [Meyerhofer 1993] D. D. Meyerhofer, H. Chen, J. A. Delettrez, B. Soom, S. Uchida et B. Yaakobi. *Resonance absorption in highintensity contrast, picosecond laserplasma interactions**. Physics of Fluids B, vol. 5, no. 7, pages 2584–2588, 1993.

- [Michelson 1887] A.A. Michelson et E.W. Morley. *On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether*. The American Journal of science, vol. 34, no. 203, pages 332–345, 1887.
- [Moliere 1948] G. Moliere. *Theory of the scattering of fast charged particles. 2. Repeated and multiple scattering*. Z. Naturforsch., vol. A3, pages 78–97, 1948.
- [Mondal 2010] S. Mondal, V. Narayanan, Amit D. Lad, Saima Ahmed, S. Sengupta, A. Das, Z. M. Sheng, P. K. Kaw et G. Ravindra Kumar. *Measurement of hot electron transport in overdense plasma VIA self induced giant magnetic pulses*. Journal of Physics : Conference Series, vol. 244, page 022049, 2010.
- [Mora, P. 1979] Mora, P. et Pellat, R. *Kinetic theory of magnetic field generation in the resonant absorption of light*. J. Physique Lett., vol. 40, no. 12, pages 245–248, 1979.
- [Mottay 2008] Eric Mottay, Axel Kupisiewicz, Gerard Detroux, Xavier Costet, Adrian Simmons et Ulisse Vivarelli. *Industrial ultrafast internal engraving laser system for anti-counterfeiting applications*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, vol. 68810H, 2008.
- [Mulser 2012] P. Mulser, S. M. Weng et T. Liseykina. *Analysis of the Brunel model and resulting hot electron spectra*. Physics of Plasmas, vol. 19, no. 4, page 043301, Avril 2012.
- [Nigam 1959] B. P. Nigam, M. K. Sundaesan et Ta-You Wu. *Theory of Multiple Scattering : Second Born Approximation and Corrections to Molière's Work*. Phys. Rev., vol. 115, pages 491–502, Aug 1959.
- [Nishiguchi 1984] A. Nishiguchi, T. Yabe, M. G. Haines, M. Psimopoulos et H. Takewaki. *Convective Amplification of Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas by the Nernst Effect*. Phys. Rev. Lett., vol. 53, pages 262–265, Jul 1984.
- [Omega 2014] Facility Omega. *Absolute Calibration of the OMEGA Streaked Optical Pyrometer for Laser-Driven Shock Waves*. LLE Review, vol. 138, 2014.
- [Passoni 2010] Matteo Passoni, Luca Bertagna et Alessandro Zani. *Target normal sheath acceleration : theory, comparison with experiments and future perspectives*. New Journal of Physics, vol. 12, no. 4, page 045012, 2010.
- [Perez-Careta 2008] E. Perez-Careta, M. Torres-Cisneros, J.G. Avina-Cervantes, O. Debeir, O.G. Ibarra-Manzano, E. Aguilera-Gomez, E. Perez-Pantoja et G. Negrete-Romero. *Cell recognition and tracking using nonlinear cross-correlation*. In IEEE/LEOS Summer Topical Meetings, 2008 Digest of the, pages 45–46, July 2008.

- [Pérez 2013] F. Pérez, A. J. Kemp, L. Divol, C. D. Chen et P. K. Patel. *Deflection of MeV Electrons by Self-Generated Magnetic Fields in Intense Laser-Solid Interactions*. Phys. Rev. Lett., vol. 111, page 245001, Dec 2013.
- [Pert 1977] G. J. Pert. *Self-generated magnetic fields in plasmas*. Journal of Plasma Physics, vol. 18, pages 227–241, 10 1977.
- [Piejak 1997] R. Piejak, V. Godyak et B. Alexandrovich. *The electric field and current density in a low-pressure inductive discharge measured with different B-dot probes*. Journal of Applied Physics, vol. 81, pages 3416–3421, Avril 1997.
- [Pirozhkov 2009] A. S. Pirozhkov, I. W. Choi, J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, I. J. Kim, N. Hafz, C. M. Kim, K. H. Pae, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, J. Lee, A. P. L. Robinson, P. Foster, S. Hawkes, M. Streeter, C. Spindloe, P. McKenna, D. C. Carroll, C.-G. Wahlström, M. Zepf, D. Adams, B. Dromey, K. Markey, S. Kar, Y. T. Li, M. H. Xu, H. Nagatomo, M. Mori, A. Yogo, H. Kiriya, K. Ogura, A. Sagisaka, S. Orimo, M. Nishiuchi, H. Sugiyama, T. Zh. Esirkepov, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, A. Akutsu, T. Motomura, M. Tanoue, T. Shimomura, M. Ikegami, I. Daito, M. Kando, T. Kameshima, P. Bolton, S. V. Bulanov, H. Daido et D. Neely. *Diagnostic of laser contrast using target reflectivity*. Applied Physics Letters, vol. 94, no. 24, 2009.
- [Ponchut 2008] C. Ponchut. *Correction of the charge sharing in photon-counting pixel detector data*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 591, pages 311–313, Juin 2008.
- [Pottier 2007] Noëlle Pottier. Physique statistique hors d'équilibre - processus irréversibles linéaires. EDP Science, 2007.
- [Rax 2005] J.M. Rax. Physique des plasmas : Cours et applications. Physique. Dunod, 2005.
- [Robinson 2012] A. P. L Robinson, M. H. Key et M. Tabak. *Focusing of Relativistic Electrons in Dense Plasma Using a Resistivity-Gradient-Generated Magnetic Switchyard*. Phys. Rev. Lett., vol. 108, page 125004, Mar 2012.
- [Rousse 1994] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallières, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon et A. Antonetti. *Efficient $K\alpha$ x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas*. Phys. Rev. E, vol. 50, pages 2200–2207, Sep 1994.
- [Ruan 2005] Yinlan Ruan, Ruth A. Jarvis, Andrei V. Rode, Steve Madden et Barry Luther-Davies. *Wavelength dispersion of Verdet constants in chalcogenide glasses for magneto-optical waveguide devices*. Optics Communications, vol. 252, no. 13, pages 39 – 45, 2005.

- [Rule 1990] D.W. Rule, R.B. Fiorito, A.H. Lumpkin, R.B. Feldman et B.E. Carlsten. *Comparative analysis of optical-transition-radiation-based electron-beam emittance measurements for the Los Alamos free-electron laser*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 296, no. 13, pages 739 – 743, 1990.
- [Ruyer 2015] C. Ruyer, L. Gremillet, A. Debayle et G. Bonnaud. *Nonlinear dynamics of the ion Weibel-filamentation instability : An analytical model for the evolution of the plasma and spectral properties*. Physics of Plasmas, vol. 22, no. 3, 2015.
- [Salin 1987] F. Salin, P. Georges, G. Roger et A. Brun. *Single-shot measurement of a 52-fs pulse*. Appl. Opt., vol. 26, no. 21, pages 4528–4531, Nov 1987.
- [Sandhu 2002] A. S. Sandhu, A. K. Dharmadhikari, P. P. Rajeev, G. R. Kumar, S. Sengupta, A. Das et P. K. Kaw. *Laser-Generated Ultrashort Multimegagauss Magnetic Pulses in Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, page 225002, Nov 2002.
- [Sandhu 2006] A. S. Sandhu, G. Ravindra Kumar, S. Sengupta, A. Das et P. K. Kaw. *Real-time study of fast-electron transport inside dense hot plasmas*. Phys. Rev. E, vol. 73, page 036409, Mar 2006.
- [Sarri 2012] G. Sarri, A. Macchi, C. A. Cecchetti, S. Kar, T. V. Liseykina, X. H. Yang, M. E. Dieckmann, J. Fuchs, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Jung, I. Kourakis, J. Osterholz, F. Pegoraro, A. P. L. Robinson, L. Romagnani, O. Willi et M. Borghesi. *Dynamics of Self-Generated, Large Amplitude Magnetic Fields Following High-Intensity Laser Matter Interaction*. Phys. Rev. Lett., vol. 109, page 205002, Nov 2012.
- [Schmitt 1999] J.M. Schmitt. *Optical coherence tomography (OCT) : a review*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 5, no. 4, pages 1205–1215, Jul 1999.
- [Segre 1999] Sergio E Segre. *A review of plasma polarimetry - theory and methods*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 41, no. 2, page R57, 1999.
- [Sentoku 2008] Y. Sentoku et A.J. Kemp. *Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures : Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents*. Journal of Computational Physics, vol. 227, no. 14, pages 6846 – 6861, 2008.
- [Sigmund 2014] Peter Sigmund. Particle penetration and radiation effects volume 2. Springer International Publishing, 2014.

- [Sinars 2003] Daniel B. Sinars, Guy R. Bennett, David F. Wenger, Michael E. Cuneo et John L. Porter. *Evaluation of bent-crystal x-ray backlighting and microscopy techniques for the Sandia Z machine*. Appl. Opt., vol. 42, no. 19, pages 4059–4071, Jul 2003.
- [Smirnov 1977] B.M. Smirnov. Introduction to plasma physics. MIR Publishers Moscow, 1977.
- [Stamper 1971] J. A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan, S. O. Dean, E. A. McLean et J. M. Dawson. *Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 26, pages 1012–1015, Apr 1971.
- [Steen 2010] W. Steen, K.G. Watkins et J. Mazumder. Laser material processing. Springer London, 2010.
- [Stenz 2009] C. Stenz et V. T. Tikhonchuk. Sciences de la fusion : Interaction laser plasmas a haut flux. Université Bordeaux 1, 2008-2009.
- [Strickland 1985] Donna Strickland et Gerard Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, vol. 56, no. 3, pages 219 – 221, 1985.
- [Subhendu 2009] Kahaly Subhendu, S. Mondal, G. Ravindra Kumar, S. Sengupta, A. Das et P.K. Kaw. *Polarimetric detection of laser induced ultrashort magnetic pulses in overdense plasma*. Physics of plasmas, vol. 16, no. 043114, 2009.
- [Sudan 1993] R. N. Sudan. *Mechanism for the generation of 10^9 G magnetic fields in the interaction of ultraintense short laser pulse with an overdense plasma target*. Phys. Rev. Lett., vol. 70, pages 3075–3078, May 1993.
- [Svelto 2010] Orazio Svelto. Principles of lasers. Springer US, 2010.
- [Sánchez del Río 2011] Manuel Sánchez del Río et Roger J. Dejus. *XOP v2.4 : recent developments of the x-ray optics software toolkit*. Proc. SPIE, vol. 8141, pages 814115–814115–5, 2011.
- [Tabak 1994] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry et Rodney J. Mason. *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. Phys. Plasmas, vol. 1, 1994.
- [Tajima 1979] T. Tajima et J. M. Dawson. *Laser Electron Accelerator*. Phys. Rev. Lett., vol. 43, pages 267–270, Jul 1979.
- [Tatarakis 2002a] M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts, F. N. Beg, A. E. Dangor, K. Krushelnick, U. Wagner, P. A. Norreys, E. L. Clark, M. Zepf et R. G. Evans. *Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laserplasma interactions*. Physics of Plasmas, vol. 9, no. 5, pages 2244–2250, 2002.

- [Tatarakis 2002b] M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, A. Gopal, M. G. Haines, P. A. Norreys, M.-S. Wagner U.and Wei, M. Zepf et Krushelnick K. *Laser technology : Measuring huge magnetic fields*. Nature, vol. 415, 2002.
- [Thomson 1975] J. J. Thomson, Claire Ellen Max et Kent Estabrook. *Magnetic Fields Due to Resonance Absorption of Laser Light*. Phys. Rev. Lett., vol. 35, pages 663–667, Sep 1975.
- [Tripathi 1994] V. K. Tripathi et C. S. Liu. *Selfgenerated magnetic field in an amplitude modulated laser filament in a plasma*. Physics of Plasmas, vol. 1, no. 4, pages 990–992, 1994.
- [Turner 1981] E. H. Turner et R. H. Stolen. *Fiber Faraday circulator or isolator*. Opt. Lett., vol. 6, no. 7, pages 322–323, Jul 1981.
- [Uher 2010] J. Uher, G. Harvey et J. Jakubek. *X-ray fluorescence imaging with the Medipix2 single-photon counting detector*. In Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE, pages 1067–1073, Oct 2010.
- [Vaisseau 2014] Xavier Vaisseau. *Experimental study of fast electron transport in dense plasmas*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2014.
- [Val’chuk 1995] V.V. Val’chuk, N.B. Volkov et A.P. Yalovets. *Energy losses of fast electrons in a beam plasma*. Plasma Phys. Rep., vol. 21, no. 159, 1995.
- [Vauzour 2012] Benjamin Vauzour. *Étude expérimentale du transport d’électrons rapides dans le cadre de l’allumage rapide pour la fusion inertielle*. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2012.
- [Vavilov 1950] S. I. Vavilov. *The microstructure of light*. Academy of Sciences, Moscow, 1950.
- [Wagenfeld 1968] H. Wagenfeld. *Ewald’s and von Laue’s dynamical theories of X-ray diffraction*. Acta Crystallographica Section A, vol. 24, no. 1, pages 170–174, Jan 1968.
- [Weibel 1959] Erich Weibel. *Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution*. Physical Review Letters, vol. 2, no. 3, pages 83–84, feb 1959.
- [Wesson 2011] John Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press, 2011.
- [Yabe 1982] T. Yabe, K. Mima, T. Sugiyama et K. Yoshikawa. *Hot-Electron Filamentation due to Self-Induced Magnetic Fields*. Phys. Rev. Lett., vol. 48, pages 242–245, Jan 1982.

- [Zahra 2010] Nabil Zahra. *Mesure de la dose physique par films radiochromiques et simulation Monte Carlo pour l'hadronthérapie*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon 1, 2010.
- [Zavala 2005] R. T. Zavala et G. B. Taylor. *Faraday Rotation Measure Gradients from a Helical Magnetic Field in 3C 273*. The Astrophysical Journal Letters, vol. 626, no. 2, page L73, 2005.
- [Zepf 2003] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner et M. S. Wei. *Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets*. Phys. Rev. Lett., vol. 90, page 064801, Feb 2003.
- [Zheng 2005] Jian Zheng, C. X. Yu, Z. J. Zheng et K. A. Tanaka. *Cherenkov radiation generated by a beam of electrons revisited*. Physics of Plasmas, vol. 12, no. 9, 2005.
- [Ziener 2003] Ch. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, M. H. R. Hutchinson, A. J. Langley et D. Neely. *Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence*. Journal of Applied Physics, vol. 93, no. 1, pages 768–770, 2003.

Résumé

Cette thèse porte sur la caractérisation des champs magnétiques générés par l'interaction entre un laser d'intensité de 10^{17} W/cm² à 10^{18} W/cm² et de cibles solides, et leurs effets sur le faisceau d'électrons chauds. En effet, les différents champs magnétiques créés lors de cette interaction ont un rôle fondamental sur les caractéristiques du faisceau d'électrons chauds : sa source et son transport dans la matière. Des diagnostics de polarimétrie et d'interférométrie croisée ont été développés lors de cette thèse pour observer le champ magnétique en surface de la cible irradiée par laser et en particulier leurs évolutions spatiale et temporelle. Deux différents régimes ont été observés selon le contraste en intensité de l'impulsion laser : un possédant une montée rapide de champ magnétique suivie d'une décroissance plus lente créée par le déplacement des électrons chauds dans la matière, et un possédant une croissance plus lente de forme logarithmique créée par la pré-impulsion du laser par effet thermoélectrique.

L'interprétation de nos résultats obtenues par ces diagnostics ont permis d'évaluer la résistivité du plasma. Cette résistivité nommée « anormale » dans la littérature se comprend en estimant l'influence du champ magnétique sur l'anisotropie du transport des électrons et donc sur la résistivité.

Le dernier diagnostic permettant l'estimation du champ magnétique détaillé dans cette thèse est la déflectométrie protonique. Elle permet d'observer la déviation d'un faisceau de protons lors de sa propagation sous l'effet de champs électrique et magnétique.

D'autres expériences se sont focalisées sur la divergence de ce faisceau d'électrons. Deux diagnostics principaux ont été utilisés : l'imagerie K_α et l'imagerie du rayonnement de transition cohérente (C.T.R.) en face arrière de cibles. Ces diagnostics ont permis d'estimer les divergences du faisceau d'électrons pour deux populations énergétiques différentes. Les différentes divergences venant des différentes caractéristiques des deux diagnostics (électrons responsable des émissions d'énergies différentes).

Les diagnostics de champs magnétiques en surface de cible irradiée par laser intense, tels que les techniques de polarimétrie et d'interférométrie croisée développées dans cette thèse, sont voués à être combinés avec des diagnostics déterminant l'évolution de la taille radiale du faisceau d'électrons chauds générés par l'interaction laser-matière. Leur utilisation simultanée, et la corrélation entre leurs données respectives, devrait permettre d'établir expérimentalement, à court terme, l'influence des champs magnétiques en surface sur la source du faisceau d'électrons, en particulier sur leur distributions angulaire et énergétique. Nos résultats de polarimétrie sur l'évolution spatio-temporelle des champs magnétiques de surface établissent l'état de l'art pour ce type de mesures. Il existe des améliorations possibles, notamment en ce qui concerne leur utilisation dans des conditions d'irradiation par lasers d'intensités $> 10^{18}$ W/cm². Ces perspectives font aussi l'objet de discussions dans ce manuscrit.

Mots-clé :

Interaction Laser-Plasma, Mécanismes de génération de champ magnétique, Diagnostics de champ magnétique, Transport d'électrons relativistes par laser, Divergence du faisceau d'électrons chauds dans une cible dense, Diagnostics de divergence de faisceaux d'électrons, Code PIC (Particle in Cell).

Abstract

This thesis concerns magnetic fields, generated by the interaction between strong laser pulse (intensity up to 10^{18} W/cm²) and solid target, and their effects on the fast electron beam. Indeed, the various magnetic fields created during this interaction can influence the divergence of the fast electron beam. The magnetic field created during this interaction have a fundamental role on the fast electron beam characteristics : its source and its transport in the material. Diagnostics of polarimetry and crossed interferometry were developed during this thesis to observe the on-surface magnetic field of the target, and in particular, their spatial and temporal evolutions. Two types of temporal evolution of the magnetic field were observed according to the contrast in intensity of the laser pulse : a fast rise of magnetic field followed by a slower decrease created by the travel of the fast electrons in the material, and a slower growth of logarithmic form created by the pre-pulse of the laser by thermoelectric effect.

The interpretation of our results obtained by these diagnostics allowed us to estimate the resistivity of the plasma. This resistivity named "anomalously high resistivity" in the literature can be explained by taking into account the influence of the magnetic field on the electrons transport (creation of an anisotropy) and thus on the resistivity.

The last diagnostic allowing the estimation of the magnetic field detailed in this thesis is the proton deflectionometry. it allows to observe the deviation of a proton beam during its propagation under the influence of electric and magnetic fields.

Other experiments were focused on the fast electron beam divergence. Two main diagnostics were used : the K_α imaging and the coherent transition radiation (C.T.R) imaging at the rear side of solid targets. These diagnostics allowed to estimate the fast electron beam divergence for two distinct energetic electron populations. The difference of divergence coming from characteristics of both diagnostics (electrons in charge of the emissions in different energies).

The diagnostics of on-surface magnetic fields of target irradiated by intense laser, such as the technics of polarimetry and crossed interferometry developed in this thesis, are dedicated to be combined with diagnostics determining the evolution of the radial size of the fast electron beam generated by the laser-matter interaction. Their simultaneous use, and the correlation between their respective data, should allow to establish experimentally, in the short term, the influence of the on-surface magnetic fields on the fast electron beam initial characteristics, in particular the angular and energy distributions. Our results of polarimetry on the spatio-temporal evolution of the magnetic fields of surface establish the state of the art for this type of measures. There are possible improvements, in particular as regards their use in conditions of irradiation by lasers of intensities $> 10^{18}$ W/cm². These perspectives are also the object of discussions in this manuscript.

Keywords :

Laser-plasma interaction, mechanisms of generation of the magnetic field, magnetic fields diagnostics , fast electron beam transport, fast electron beam divergence in a solid target, fast electron beam divergence diagnostics, PIC Code (Particle in Cell).