



HAL
open science

Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses : génération d'harmoniques d'ordre élevé et de faisceaux d'électrons relativistes

Adrien Leblanc

► **To cite this version:**

Adrien Leblanc. Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses : génération d'harmoniques d'ordre élevé et de faisceaux d'électrons relativistes. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS384 . tel-01442110

HAL Id: tel-01442110

<https://theses.hal.science/tel-01442110>

Submitted on 20 Jan 2017

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.

NNT : 2016SACLS384

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD
AU SEIN DU
COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE, SACLAY

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière

Spécialité de doctorat : Physique

Par

M. Adrien Leblanc

**Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses :
génération d'harmoniques d'ordre élevé
et de faisceaux d'électrons relativistes**

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 28 octobre 2016

Composition du Jury :

<i>Président</i>	Pr. Alain Aspect	Laboratoire Charles Fabry, IOGS
<i>Rapporteurs</i>	Pr. Éric Mével	CELIA, Bordeaux
	Pr. Razvan Stoian	Laboratoire Hubert Curien, St-Étienne
<i>Examineurs</i>	Pr. François Amiranoff	LULI, Palaiseau
	Dr. Fabien Dorchies	CELIA, Bordeaux
	Dr. Cédric Thauray	LOA, Palaiseau
<i>Directeur de thèse</i>	Dr. Fabien Quéré	CEA Saclay

Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses : génération d'harmoniques d'ordre élevé et de faisceaux d'électrons relativistes

THÈSE

Réalisée au sein du

**Laboratoire Interactions Dynamiques et Lasers
CEA Saclay - CNRS**

présentée et soutenue publiquement le 28 octobre 2016

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paris-Saclay

par

Adrien Leblanc

Composition du jury

<i>Président</i>	Pr. Alain Aspect	Laboratoire Charles Fabry, IOGS
<i>Rapporteurs</i>	Pr. Éric Mével	CELIA, Bordeaux
	Pr. Razvan Stoian	Laboratoire Hubert Curien, St-Étienne
<i>Examineurs</i>	Pr. François Amiranoff	LULI, Palaiseau
	Dr. Fabien Dorchies	CELIA, Bordeaux
	Dr. Cédric Thauray	LOA, Palaiseau
<i>Directeur de thèse</i>	Dr. Fabien Quéré	CEA Saclay

*“La nature commence par une cause et finit par une expérience,
Alors commence par une expérience afin de trouver la cause”*

Léonard de Vinci

Remerciements

Voici donc l'aboutissement de toutes ces années d'études ! Dès le commencement, j'y ai toujours vu l'immense opportunité de mieux comprendre l'Univers qui nous entoure.

"Que sait un poisson de l'eau dans laquelle il nage toute sa vie ?", Albert Einstein.

Voilà ce qui différencie l'homme de l'animal. Notre esprit nous confère le privilège extraordinaire de dépasser le stade sensoriel, qui permet de décrire le monde dans lequel nous vivons, afin de tenter de le comprendre en profondeur. Et le mot *profondeur* n'est pas choisi au hasard, car c'est bel et bien une dimension supplémentaire que ces réflexions nous permettent d'acquérir.

"Au pays de la ligne, la vie doit être bien monotone", Edwinn Abbot (Flatland, 1884)

En effet, comment réussir à vivre sans se poser toutes ces questions énigmatiques sur les origines de l'Univers et de la vie ? Faut-il se *distraindre à en mourir*, se tourner vers le sacré, ou essayer, à sa petite échelle, de repousser un peu plus les limites de la connaissance ?

"Le désir de savoir est naturel aux bons.", Léonard de Vinci.

Je ne pourrai jamais assez remercier mes parents pour l'éducation qu'ils m'ont donnée. Je me souviens leur patience pour répondre à toutes mes questions plus loufoques les unes que les autres. Je me souviens les dizaines de livres de vulgarisation scientifique qui m'ont toujours entourés. Et surtout je me souviens de tous ces week-ends passés à sillonner le sud-ouest de zone géologique en zone géologique en quête de fossiles (oursins, corail, ammonites, trilobites, lima gigantea, dents de requins, etc), de minéraux (pyrites, cristaux de roche, gypses en fer de lance, etc), ou de pierres taillées par des hommes préhistoriques, qui s'entassaient sur les étagères qui encerclaient ma chambre. Toute cette éducation qui non seulement m'a apporté un grand nombre de savoirs divers, mais qui surtout a aiguisé ma curiosité et a créé ma soif de connaissance. Je tiens également à vous remercier pour tout l'amour et le soutien indéfectible que vous m'avez toujours donné. Ils m'ont permis de croire en mes rêves. Vous m'avez fait ce que je suis.

Pour n'oublier aucun membre de la famille, je me dois de remercier Chips et Mimine pour leur présence indispensable à mes côtés.

Je remercie tous mes proches et amis qui ont vu l'envers du décor au cours de ce doctorat. Ils m'ont accompagné et encouragé. Merci à Dam, Max, Vinc, Rémi, Nat, Anaïs, Flo, Rudy, Ludo, et j'en oublie certainement, pour toutes les conversations enrichissantes, les sessions de surf, les barbecues, les feux de camp, les fous rires, et j'en passe. Merci à Julien pour les (trop) longues pauses café, les séances de course à pied en forêt, les soirées cidre/camembert qui vont beaucoup me manquer, ainsi que pour notre premier marathon et trail running. On a décompressé ensemble chaque jour de nos thèses respectives, et surtout qu'est-ce qu'on a ri (Bah quoi c'est vrai non ? Ok, vous gagnez cette manche. hihhi !).

Au sein du laboratoire, je souhaite remercier Didier Normand et Philippe Martin qui m'ont donné l'opportunité de travailler au sein du LIDyL, ainsi que tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce doctorat. Tout d'abord, l'ensemble des membres du groupe PHI, Giada Cantono, Tiberio Ceccotti, Sandrine Dobosz, Antoine Metrallin, Gustave Pariente, et notamment Ismael Vadillo-Torres pour ses programmes, Michel Bougeard et Jean-Marie Morchain pour la qualité des pièces qu'ils nous fournissent, ainsi que Pascal Monot pour son logiciel de caméras et l'idée de sonder le réseau plasma avec le laser qui fait l'objet d'un gros chapitre de ce mémoire. Merci au groupe laser, Pascal d'Oliveira, David Garzella, Fabrice Réau, et Olivier Tcherbakoff pour leur patience et la qualité du laser qu'ils nous fournissent tous les jours dans la bonne humeur. Merci à Subhendu Kahaly pour son efficacité et son sérieux, à Gabriel Mennerat pour son aide sur le système de doublage des pré-impulsions, et à Charles Bourassin pour son aide sur les algorithmes de reconstructions et sa connaissance de la littérature qui semble infinie. Merci à Jacqueline Bandura et Véronique Gerczy pour leur aide administrative précieuse, ainsi qu'à Marie Géléoc pour les inscriptions si procédurières aux formations.

Merci à Sylvie Jubera pour son animation assidue de l'équipe de course à pied, et à tous ceux qui nous ont accompagné au cours de ces sorties, notamment Michel Perdrix, Georges Vigneron, Allan Bilde, et j'en oublie. Et merci à tous ceux du LIDyL qui sont venus aux soirées mensuelles que j'organisais dans Paris.

En dehors du CEA, je remercie chaleureusement Maxence Thévenet et Jérôme Faure de l'ENSTA, pour notre collaboration agréable, efficace, et fructueuse sur les faisceaux d'électrons.

Enfin, au delà du travail, je retiendrai également des rencontres humaines qui vont marquer la suite de mon parcours professionnel et personnel.

Tout d'abord Ludovic Chopineau et Adrien Denoeud avec qui nous avons réalisé ma dernière campagne expérimentale sur UHI100. Malgré seulement ces quelques mois de travail en commun, je tiens à vous remercier pour votre sérieux et votre humour. Nous avons formé une équipe fructueuse, et n'oubliez pas le tir numéro 78 ! Je vous souhaite de la réussite pour la suite de vos parcours respectifs.

Je tiens à remercier très chaleureusement Sylvain Monchocé et Henri Vincenti. Sylvain pour l'équipe moustachue si efficace que l'on a formée pendant plus de deux années tout en riant et chantant à tue-tête (et toi non plou tou n'as pas chaingé..). C'était un vrai plaisir de travailler ensemble. Henri pour ton aide sur les simulations PIC, nos interminables conversations qui m'ont fait beaucoup réfléchir, et nos fous rires (si jamais j'en chope un de vous trois en haut des pistes sans forfait !). Je vous estime tous deux pour votre vision de la vie et sais que nous garderons contact. Vous êtes parmi les personnes qui vont le plus me manquer.

Je tiens très vivement à remercier Guy Bonnaud. Déjà au cours de mon master, il était un professeur passionné et passionnant. C'est grâce à lui que j'ai fait ma thèse au LIDyL avec Fabien, et je suis convaincu aujourd'hui d'avoir fait le bon choix. Toutes nos conversations régulières (bien que parfois longues et empiétant de manière significative sur le travail de l'après-midi) m'ont beaucoup apportées. Mais surtout, au delà, il a toujours su trouver les mots pour me remotiver dans mes moments de doute. Je ne pense pas qu'il se rende compte à quel point son soutien a été indispensable au bon déroulement de mon doctorat. Ta présence va beaucoup me manquer.

Enfin, je remercie évidemment Fabien Quéré, mon directeur de thèse. C'est un physicien exceptionnel avec qui il est absolument palpitant de travailler. Toujours un éclair de génie et une nouvelle idée lumineuse qui aboutit à des résultats qui dépassent nos attentes initiales.

Merci pour ton optimisme à toute épreuve, ta pédagogie, ta rigueur, ton esprit critique, et ton désir de tout expliquer qui pousse sans cesse à approfondir la compréhension des phénomènes que l'on observe. Tu m'as permis de me surpasser, toujours dans la décontraction et la bonne humeur. Ces trois ans furent un plaisir tant sur le plan professionnel qu'humain. Merci pour les restaurants (*) où l'on a pu avoir des conversations drôles et intéressantes (promis je vais lire Jared Diamond!).

Ps : j'invite vivement toute personne qui compte réaliser un doctorat de le faire avec Fabien. Vous ne le regretterez pas !

Enfin, je tiens à remercier toutes les personnes qui lieront ce mémoire, à commencer par Éric Mével, Razvan Stoian, Alain Aspect, François Amiranoff, Fabien Dorchies, et Cédric Thauray qui ont accepté de faire partie de ce jury de thèse. J'espère qu'il sera aussi agréable qu'intéressant. Ne vous laissez pas impressionner par son volume !

Table des matières

Introduction	19
I Génération d’harmoniques sur miroirs plasmas	25
1 Les miroirs plasmas	27
1.1 L’état plasma	27
1.2 Réflexion d’un laser sur un plasma dense	28
1.2.1 Profil de densité plasma	28
1.2.2 Propagation d’une onde électromagnétique dans un plasma	29
1.2.3 Propagation du laser au sein du gradient de plasma	30
1.3 Réponse non-linéaire	31
1.3.1 Déformation temporelle	31
1.3.2 Source harmonique	32
2 Génération harmonique en régime non relativiste	35
2.1 Mécanisme d’émission CWE	35
2.1.1 Trajectoires des électrons de Brunel	35
2.1.2 Émission XUV par excitation d’ondes plasmas	36
2.2 Modélisation du mécanisme CWE	37
2.2.1 Délai d’émission	37
2.2.2 Source harmonique	38
2.3 Évolution des propriétés du faisceau harmonique CWE	39
2.3.1 Divergence du faisceau harmonique	39
2.3.2 Efficacité de génération	40
Conclusion	41
3 Génération harmonique en régime relativiste	43
3.1 Rappel sur l’effet Doppler	43
3.2 Miroir plasma oscillant	44
3.2.1 Modèle du miroir oscillant	44
3.2.2 Limites du modèle	45
3.3 Propriétés spatiales de la source harmonique	46
3.3.1 Modèle d’enfoncement du plasma	46
3.3.2 Phase spatiale des harmoniques ROM	49
3.4 Évolution des propriétés du faisceau harmonique ROM	50
3.4.1 Divergence du faisceau harmonique	50
3.4.2 Efficacité de génération	52
Conclusion	53

4	Comparaison des deux mécanismes et études préliminaires	55
II	Outils expérimentaux et numériques	57
5	Contrôle et mesure de l'interaction laser-plasma UHI	59
5.1	Atteindre des Ultra-Hautes Intensités	59
5.1.1	Installation UHI100	59
5.1.2	Enceinte expérimentale et paramètres clefs de l'interaction	61
5.2	Contrôle de l'éclairement laser	62
5.2.1	Éclairement laser dans le plan focal	62
5.2.2	Contrôle expérimental	63
5.3	Contrôle et mesure de la longueur de gradient L	64
5.3.1	Contrôle de la longueur de gradient par une pré-impulsion	64
5.3.2	Simulations hydrodynamiques de la détente du pré-plasma vers le vide	65
5.3.3	Mesure expérimentale de la détente du pré-plasma vers le vide	69
5.4	Diagnostics expérimentaux	72
5.4.1	Mesure des harmoniques d'ordre élevé	73
5.4.2	Mesure du faisceau d'électrons accélérés vers le vide	74
	Conclusion	76
6	Simulations particulières	77
6.1	Les codes particulières	77
6.1.1	Description de l'interaction	77
6.1.2	Codes PIC	77
6.1.3	Simulations particulières de génération d'harmoniques	78
6.2	Outils d'analyse numérique des simulations PIC	79
6.2.1	Cas de référence	79
6.2.2	Diffraction à l'infini : profil angulaire résolu spectralement	80
6.2.3	Rétro-propagation dans le plan focal : sources harmoniques	80
	Conclusion	82
III	Structuration optique de plasmas denses : contrôle de l'interaction	83
7	Structuration optique de plasmas denses sur cibles solides	85
7.1	Cibles structurées	85
7.2	Principe de structuration optique d'un plasma dense	85
7.2.1	Structuration de façon optique	85
7.2.2	Contrôle du réseau plasma	88
7.3	Mise en place expérimentale	90
7.3.1	Interférences de deux pré-impulsions	90
7.3.2	Contrôle du motif d'interférence	91
	Conclusion	94

8	Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas	95
8.1	Rappel : diffraction sur un réseau	95
8.1.1	Diffraction d'un faisceau sur un réseau	95
8.1.2	Réseau sinusoïdal	97
8.2	Caractériser un réseau plasma	101
8.2.1	Différence physique du réseau plasma par rapport au réseau pré-gravé	101
8.2.2	Densité effective de réflexion	101
8.2.3	Simulation PIC d'interaction laser - réseau plasma	102
8.2.4	Effet de l'asymétrie sur la profondeur réseau reconstruite	104
8.2.5	Densité effective de réflexion	106
8.3	Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas	109
8.3.1	Sonder le réseau plasma	109
8.3.2	Caractériser l'expansion du réseau plasma	109
	Conclusion	114
9	Génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	115
9.1	Dispositif expérimental	115
9.2	Diffraction harmonique sur réseaux plasmas	115
9.3	Variation des paramètres du réseau plasma	116
9.3.1	Position relative x_0 du réseau et de la tache focale	117
9.3.2	Profondeur de réseau	118
	Conclusion	119
10	Structures plus complexes	121
10.1	Réduire la période spatiale des réseaux plasmas	121
10.1.1	Doublage de la fréquence laser	121
10.1.2	Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas générés à $400nm$	123
10.1.3	Génération d'harmoniques sur réseaux plasmas générés à $400nm$	124
10.2	Réseaux fourches plasmas	124
10.2.1	Les réseaux fourches	125
10.2.2	Création de réseaux fourches plasmas	126
10.2.3	Transfert de vorticité au faisceau harmonique	128
	Conclusion	130
IV	Structuration optique de plasmas denses : mesure de l'interaction	131
11	Modèle de source harmonique	133
11.1	Les réseaux plasmas comme outils de mesure de l'interaction	133
11.2	Modélisation de la source harmonique	134
11.2.1	Mesure des harmoniques générés sur réseaux plasmas	134
11.2.2	Le modèle	135
11.3	Comparaison modèle - données expérimentales	136
11.3.1	Reproduction des profils angulaires harmoniques expérimentaux	136
11.3.2	Détermination des caractéristiques des sources harmoniques	137
11.3.3	Évolution des propriétés harmoniques	140
11.4	Régime interférentiel de diffraction sur réseaux plasmas	141
11.5	Limites du modèle	142

Conclusion	144
12 Adaptation de la mesure ptychographique à la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	145
12.1 La ptychographie	145
12.1.1 Ptychographie : la mesure	145
12.1.2 Ptychographie : algorithmes de reconstruction	147
12.2 Adaptation de la ptychographie à la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	151
12.2.1 Dispositif de mesure de la génération harmonique	151
12.2.2 Approximation expérimentale pour se placer dans une mesure ptychographique	151
12.2.3 Approximation d'efficacité de génération uniforme	152
12.3 Simulations numériques de la mesure ptychographique de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	153
12.3.1 Conditions de simulation	153
12.3.2 Traces ptychographiques simulées	153
12.3.3 Encodage des informations sur les fonctions source et réseau dans les traces	155
12.3.4 Reconstructions ptychographiques	156
12.4 Simulations PIC de ptychographie de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	157
12.4.1 Simulations PIC	157
12.4.2 Trace et sources PIC	158
12.4.3 Reconstruction des traces PIC	159
12.5 Métrologie de génération harmonique par ptychographie	160
12.5.1 Conditions de simulations	160
12.5.2 Principe de la métrologie de génération d'harmoniques par ptychographie sur réseaux plasmas	161
Conclusion	163
13 Mesures ptychographiques expérimentales de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas	165
13.1 Mesure ptychographique expérimentale de génération harmoniques sur réseaux plasmas	165
13.1.1 Dispositif expérimental	165
13.1.2 Mesures expérimentales	167
13.1.3 Reconstructions des traces ptychographiques expérimentales	169
13.1.4 Propriétés des sources harmoniques	169
13.2 Mesures expérimentales pour différentes conditions d'interaction	173
13.2.1 Conditions expérimentales	173
13.2.2 Traces ptychographiques	173
13.2.3 Reconstructions expérimentales	174
13.2.4 Métrologie des sources harmoniques générées sur cibles solides	175
13.3 Métrologie de l'interaction laser-plasma	180
13.3.1 Rayons de courbure de <i>surface effective</i>	180
13.3.2 Modèles d'interaction laser-plasma	180
13.3.3 Confrontation des modèles aux résultats expérimentaux	180
13.3.4 Vérification des modèles d'interaction	183
13.3.5 Dynamique du réseau plasma	184
Conclusion	185

V	Faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas	187
	L'accélération d'électrons	189
14	Étude théorique des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas	191
14.1	Simulation PIC 2D	191
14.2	Modèle en deux étapes	191
14.2.1	Injection d'électrons au sein du faisceau laser réfléchi	192
14.2.2	Interaction laser-électron dans le vide	193
14.2.3	Effet de la phase d'injection	195
	Conclusion	196
15	Caractérisation expérimentale des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas	197
15.1	Confrontation modèle - expérience	197
15.2	Étude paramétrique des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas	199
15.2.1	Intensité laser	199
15.2.2	Longueur de gradient	199
15.2.3	Angle d'incidence	201
15.2.4	Stabilité	201
	Conclusion	203
16	Corrélation électrons - harmoniques relativistes	205
	Conclusion et perspectives	207
	Annexes	213
A	Simulations hydrodynamiques 1D de l'expansion du pré-plasma	213
A.1	Simulations hydrodynamiques 1D	213
A.1.1	Le code ESTHER	213
A.1.2	Cible de Silice	213
A.1.3	Cas typique	214
A.1.4	Propriétés plasmas au cours de l'expansion	214
A.1.5	Profil de densité	216
A.2	Expression analytique du profil de densité électronique lors de l'expansion	217
A.2.1	Différentes étapes	217
A.2.2	Variations des paramètres du profil de densité électronique	217
A.2.3	Vérification de l'expression analytique	221
A.3	Réseau plasma	222
B	Génération d'harmoniques sur réseaux pré-gravés	225
C	Étude du profil angulaire des harmoniques générés sur réseaux plasmas en fonction des propriétés de l'interaction	227

D Informations supplémentaires sur la ptychographie	231
D.1 Contrainte ptychographique	231
D.2 Reconstructions expérimentales	232
E Mesure de l'énergie des faisceaux d'électrons issus des miroirs plasmas	235
Bibliographie	235

Introduction

Tous les phénomènes dynamiques qui nous entourent sont caractérisés par des temps de variation propres. Plus un processus est rapide, plus ce temps T est faible et plus la fréquence caractéristique correspondante $f = 1/T$ est élevée. Afin de résoudre l'évolution d'un système dynamique, il est nécessaire de le sonder avec une résolution temporelle bien inférieure à son temps de variation typique.

Pour l'illustrer, la figure 1 présente une photo d'un ciel nocturne intégrée sur un temps d'exposition de $t_e = 30s$. Les étoiles à l'arrière plan sont nettes car t_e est un temps faible par rapport à celui caractéristique de la rotation des étoiles autour de la Terre. En revanche, au premier plan, l'arbre est flou : il bouge sous l'effet du vent et le temps caractéristique de ce mouvement est bien inférieur à t_e . Cette dynamique n'est pas résolue. Ainsi sur cette photo, ont lieu deux phénomènes dynamiques de temps caractéristiques différents. L'un est bien résolu, l'autre non. Cet exemple montre qu'il est essentiel d'adapter son mode de mesure à la dynamique du système étudié.

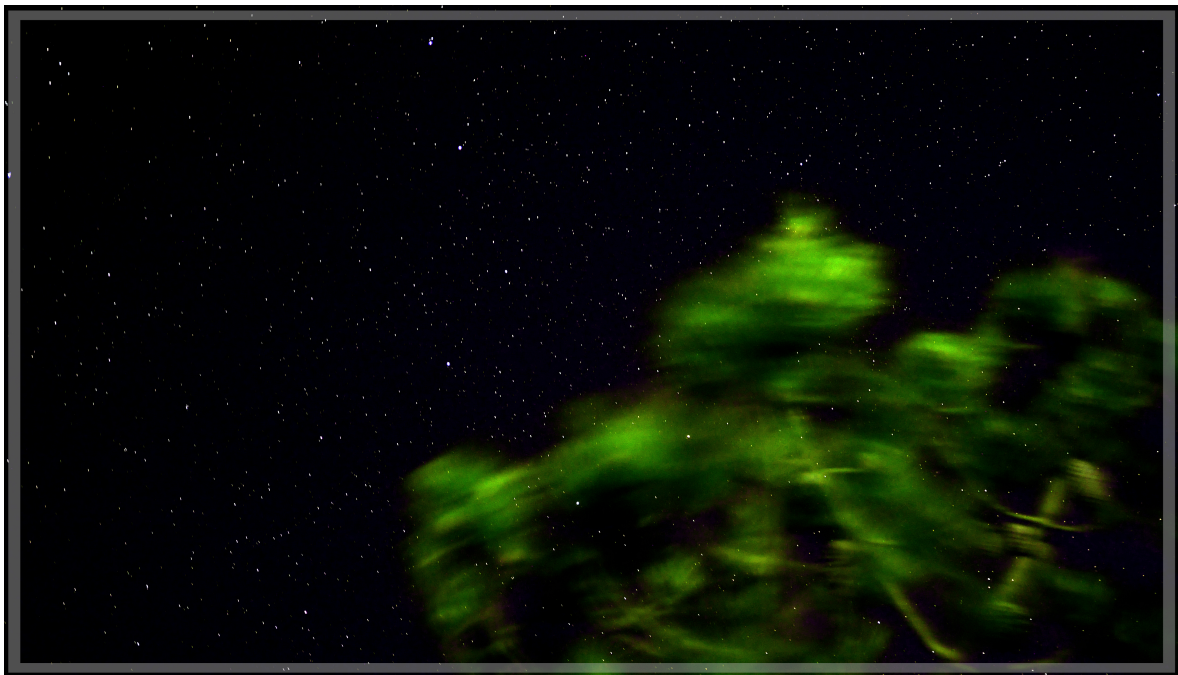


FIGURE 1: **Photo d'un ciel nocturne** – Lacanau Océan, 01/06/2016, temps d'exposition $t_e = 30s$.

Sources lumineuses ultra-brèves

Plus l'évolution du phénomène que l'on observe est rapide, plus il est nécessaire de le sonder de façon brève. L'électronique permet aujourd'hui de descendre jusqu'à des temps de l'ordre de la nanoseconde, $1ns = 10^{-9}s$, ce qui est environ la limite des capteurs électroniques. En deçà, la technique n'est plus d'avoir un capteur ultra-rapide, mais une illumination de ce capteur extrêmement courte. La technologie laser permet depuis ces trente dernières années de résoudre des phénomènes de plus en plus brefs, de la picoseconde, $1ps = 10^{-12}s$, à la femtoseconde, $1fs = 10^{-15}s$. Par exemple, la femtochimie [1, 2, 3, 4, 5] par l'étude de la réorganisation des atomes au sein des molécules (ou de la rupture des liaisons chimiques), sur des échelles temporelles de l'ordre de la femtoseconde, a amené une meilleure compréhension de la matière. Ces avancées ont été récompensées par le prix Nobel de chimie 1999, attribué à Ahmed Zewail.

La prochaine étape est d'étudier directement la dynamique des électrons au sein des atomes. Leurs mouvements se font typiquement sur des temps de l'ordre de la dizaine à centaine d'attosecondes, $1as = 10^{-18}s$. En comparaison, il y a plus d'attosecondes dans une seconde qu'il ne s'est écoulé de secondes depuis la formation de l'Univers (14 milliards d'années $\simeq 5 \cdot 10^{17}s$).

La technologie laser conventionnelle ne permet pas d'atteindre des durées d'impulsion aussi courtes. Par exemple, pour une longueur d'onde lumineuse de $\lambda_L = 800nm$, la période optique est de $T \simeq 2.6fs$. Pour avoir une impulsion de l'ordre de $100as$, il faut pouvoir générer une source de longueur d'onde d'au moins $\lambda = 30nm \simeq \lambda_L/25$. Le développement de sources d'impulsions attosecondes est aujourd'hui rendu possible par la *génération d'harmoniques d'ordre élevé* [6, 7, 8, 9], effet non-linéaire d'interaction lumière-matière atteignable grâce à des lasers extrêmement puissants.

Le laser de fréquence caractéristique f_L est focalisé à très haute intensité dans de la matière. Le système répond alors de façon non-linéaire. Après son passage, son champ est déformé temporellement. Cette déformation se traduit par des fréquences de variation beaucoup plus élevées que la fréquence laser initiale. L'harmonique de la fréquence laser dit "*d'ordre n*" est le champ lumineux dont la variation est n fois plus rapide que celle laser : soit une fréquence $f_n = n f_L$. La longueur d'onde correspondante $\lambda_n = \lambda_L/n$ se rapproche alors de l'extrême Ultra-Violet : cette onde lumineuse est appelée *rayonnement XUV*. Aujourd'hui, des ordres harmoniques de plusieurs centaines ont pu être atteints [10].

Parallèlement, des outils de mesure temporelle de ces impulsions attosecondes ont été développés telles que la streak caméra attoseconde [11], ou le FROG CRAB [12]. Des impulsions de quelques centaines à dizaines d'attosecondes ont pu être ainsi mesurées [8, 9, 13].

Ces sources attosecondes ont déjà permis de mieux comprendre la matière, notamment par l'observation expérimentale de l'ionisation tunnel d'atomes dans un champ intense [14], ou de l'effet Auger résolu temporellement [15].

Sources de particules accélérées

Certains systèmes nécessitent d'autres types de sondes, par exemple quand ils sont opaques aux rayonnements lumineux XUV. On peut alors utiliser des faisceaux de particules, comme des ions ou des électrons, accélérées à des vitesses proches de celle de la lumière c : elles sont dites *relativistes*. Ces sources ont des pouvoirs de pénétration dans la matière très élevés. Elles sont des sondes complémentaires aux impulsions lumineuses ultra-brèves.

De plus, de nombreuses autres applications de ces faisceaux de particules accélérées sont possibles. Tout d'abord en médecine, pour la radiothérapie des tumeurs cancéreuses en profondeur [16, 17, 18]. En chimie, certains travaux de compréhension des mécanismes de réac-

tions chimiques se font à l'aide de faisceaux d'électrons, ainsi qu'en biologie pour étudier la cristallographie de milieux cellulaires [19, 20, 21]. Enfin, en physique fondamentale, ces faisceaux permettent (ou devraient permettre) de radiographier la matière en conditions extrêmes [22, 23, 24] ou d'atteindre la fusion par confinement inertiel [25, 26, 27].

Dans ce mémoire, seules les sources d'électrons accélérés sont étudiées.

Sources dans les jets de gaz

Actuellement, les sources d'impulsions attosecondes lumineuses et d'électrons relativistes sont très majoritairement produites par l'interaction d'un laser avec un milieu dilué, un jet de gaz par exemple. Comme illustré en figure 2, un laser est focalisé à haute intensité dans un jet de gaz dont la densité est de l'ordre de quelques 10^{19}cm^{-3} . À sa sortie, suivant le régime d'interaction le champ laser contient soit des harmoniques d'ordre élevé, schématisés en bleu (source XUV), soit des électrons relativistes, schématisés en orange.

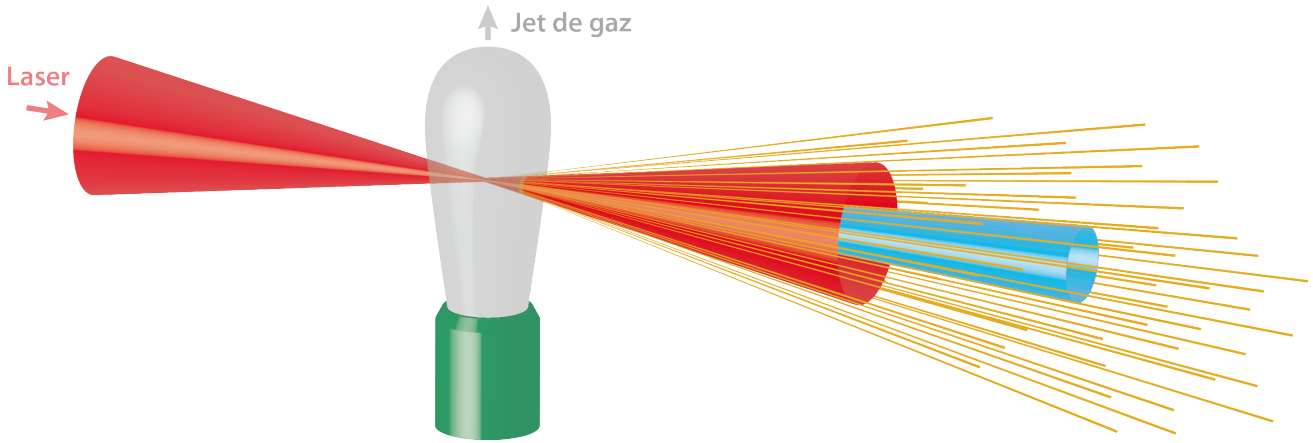


FIGURE 2: Illustration de la génération d'impulsions attosecondes/XUV et d'électrons relativistes par interaction laser-matière dans les jets de gaz.

Régime non relativiste Focalisé à des intensités de l'ordre de $I_L \simeq 10^{14-15} \text{W/cm}^2$, lors de sa propagation dans le gaz, le laser ionise partiellement les atomes par effet tunnel. Les électrons ainsi détachés sont accélérés par le champ laser et émettent un rayonnement XUV lors de leur recombinaison avec leur ion parent. Ce modèle en trois étapes a été développé par Corkum [28]. Ces recherches ont permis d'importants progrès pour la compréhension de l'interaction lumière-matière. Les impulsions attosecondes issues de ce type d'interaction sont maîtrisées et utilisées comme sondes pour des études plus avancées [29, 30, 31, 32].

La limite principale de ces sources est que l'ionisation du gaz doit rester partielle : on ne peut pas augmenter l'intensité laser maximale au delà d'un certain seuil. Ainsi, c'est un réel défi d'augmenter l'énergie des impulsions attosecondes.

Régime relativiste Focalisé à ultra-haute intensité, $I_L > 10^{18} \text{W/cm}^2$, le laser ionise totalement le gaz. Il n'y a plus de génération d'harmoniques par le mécanisme de recollision. En revanche, des électrons sont piégés dans le sillage du laser et sont accélérés jusqu'à des énergies relativistes sur de courtes distances [33, 34, 35, 36]. Les records d'énergies atteints sont supérieurs aux Gigaélectron Volt (autour de 4GeV) [37], sur une distance de quelques centimètres. De plus, ces faisceaux sont quasiment monoénergétiques.

Ces sources commencent à être maîtrisées. Cependant, du fait de la faible densité du gaz, le nombre d'électrons accélérés reste modéré : les charges sont de l'ordre de quelques dizaines à centaines de pico-coulombs [38].

Sources générées sur cibles solides

Afin d'augmenter l'énergie des impulsions attosecondes, un mode de génération d'harmoniques efficace à des intensités laser plus élevées est nécessaire. De plus, pour accroître la charge des faisceaux d'électrons accélérés, une voie possible est l'utilisation de cibles plus denses. Dans ce contexte ont lieu les études d'interaction laser-plasma sur cibles solides, comme illustrées en figure 3.

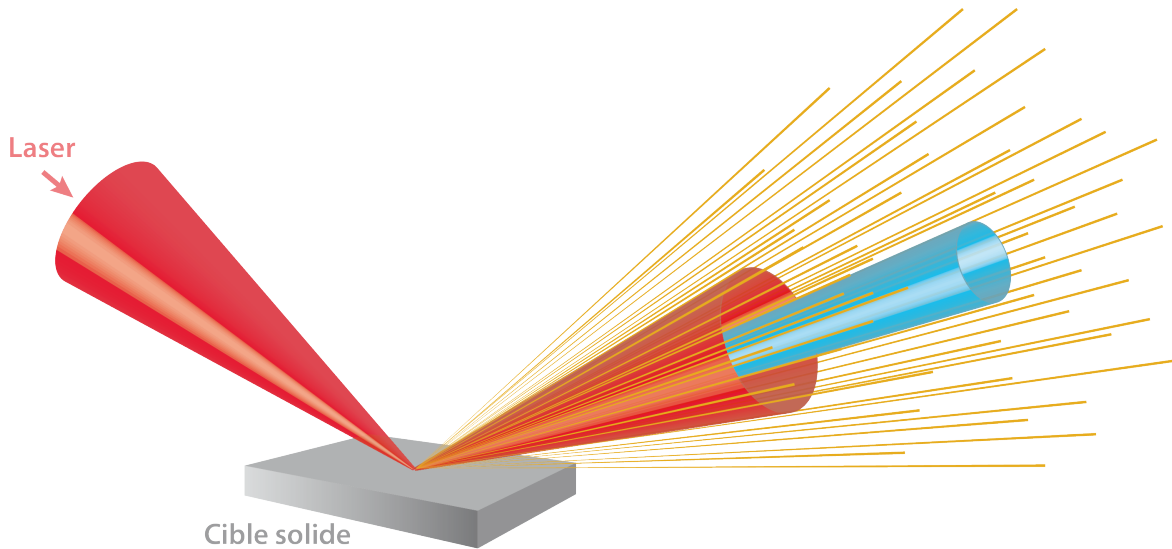


FIGURE 3: Illustration de la génération d'impulsions attosecondes/XUV et d'électrons relativistes par interaction laser-plasma sur cible solide.

Un laser est focalisé à ultra-haute intensité $I_L \sim 10^{16-19} \text{W/cm}^2$ sur une cible solide de haute densité, typiquement quelques 10^{23}cm^{-3} . Celle-ci est ionisée et réfléchit le laser dans la direction spéculaire : c'est un miroir plasma. Au cours de l'interaction, des mécanismes non-linéaires génèrent des harmoniques d'ordre élevé émis dans la direction spéculaire de réflexion du laser. De plus, des électrons relativistes sont éjectés vers le vide. Il est essentiel de bien comprendre ces processus en vue de développer de nouveaux types de sources XUV ou d'électrons relativistes utiles pour de nombreuses applications. Cela permet également de mieux comprendre l'interaction lumière-matière en conditions extrêmes.

Au cours des thèses précédentes réalisées au sein du groupe PHI, deux mécanismes de génération d'harmoniques sur cibles solides ont été mis en évidence et étudiés théoriquement et expérimentalement [39, 40, 41, 42]. Grâce à ces travaux, ainsi que d'autres réalisés à travers le monde, ces mécanismes sont aujourd'hui relativement bien compris [43, 44, 45, 46, 47, 48, 49]. Du fait des conditions extrêmes au sein du plasma, la mesure du faisceau harmonique ne peut se faire qu'à une distance macroscopique de la cible. Ainsi, dans toutes ces études, la seule information mesurable est le profil angulaire résolu spectralement du faisceau harmonique. Au cours du doctorat précédent de S.Monchocé, une étude expérimentale très poussée des propriétés angulaires et d'efficacité de ces faisceaux en fonction de des conditions d'interaction a été réalisée [42, 50, 51].

Ici, de nouvelles méthodes sont développées afin de mesurer le champ harmonique directement là où il est généré, au niveau de la cible. Ceci constitue une avancée très importante pour les études d'interaction laser-plasma à ultra-haute intensité. De plus, ces travaux sont étendus à la mesure des faisceaux d'électrons relativistes accélérés vers le vide et à leur corrélation avec les mécanismes de génération harmonique.

La mesure angulaire des faisceaux harmoniques est une mesure en intensité, ainsi il y a une perte d'information sur la phase spatiale du faisceau. Sans cette donnée, la divergence angulaire du faisceau harmonique ne nous fournit qu'une information partielle sur la physique au niveau de l'interaction. Le but de cette thèse réaliser la première mesure du profil spatial de la source harmonique au niveau de la cible, à la fois en amplitude et en phase. Pour cela, un nouveau type de miroirs plasmas appelé *réseaux plasmas* est développé. Ils apportent un contrôle très fin des conditions d'interaction. Les harmoniques générés à leurs surfaces diffractent, et les motifs de diffraction permettent de déduire les propriétés de leurs sources. Ce contrôle très fin de l'interaction a rendu possible la transposition d'un schéma de mesure appelé *ptychographie* à la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas. Grâce à des algorithmes de reconstruction de phase, il permet de déterminer spatialement le champ source harmonique (amplitude et phase) directement au niveau de l'interaction. Ces premières mesures spatiales du champ source harmonique nous informent sur les mécanismes de génération harmonique (notamment leur efficacité), et également sur les dynamiques électronique et ionique au sein du miroir plasma. Deux modèles analytiques de ces dynamiques en régimes d'interaction non relativiste et relativiste sont comparés aux mesures expérimentales. Notre étude permet de les valider.

Un travail complémentaire sur les faisceaux d'électrons relativistes éjectés vers le vide a été réalisé. Leurs profils angulaires en charge et énergie ont été étudiés en fonction des conditions d'interaction ainsi que leur corrélation avec les mécanismes de génération harmonique. Grâce à une étroite collaboration avec le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) de l'ENSTA, nous avons montré que les miroirs plasmas peuvent être utilisés comme des injecteurs d'électrons dans le champ laser réfléchi, avec les bonnes conditions initiales pour qu'ils puissent être accélérés par le laser dans le vide. Ce mode d'accélération, appelé *Vacuum Laser Acceleration (VLA)*, fait l'objet d'un grand nombre de publications théoriques depuis plusieurs dizaines d'années mais n'avait jamais été clairement observé expérimentalement du fait de la difficulté d'atteindre les conditions initiales nécessaires. Notre étude est la première mise en évidence expérimentale claire de ce processus.

Plan de thèse

La première partie décrit l'interaction laser-plasma sur cibles solides, les mécanismes de génération d'harmoniques, et les modèles théoriques analytiques de dynamique du miroir plasma au cours de l'interaction. Dans la seconde partie, la présentation des outils expérimentaux et numériques à notre disposition pour cette étude est réalisée. La troisième partie présente le principe de structuration optique des plasmas denses générés sur cibles solides. Il est appliqué dans un cas simple : les réseaux plasmas, qui sont caractérisés expérimentalement. En quatrième partie, la première mesure spatiale au niveau de la cible des champs des sources harmoniques générées sur cibles solides est réalisée grâce à ces structures. Elle valide les modèles analytiques présentés en première partie. Enfin, la dernière partie fait l'objet de l'étude expérimentale et théorique des faisceaux d'électrons relativistes émis sur cibles solides.

Première partie

Génération d'harmoniques sur miroirs plasmas

Chapitre 1

Les miroirs plasmas

Dans ce chapitre, les notions élémentaires requises pour appréhender ce qu'est un miroir plasma sont développées, notamment ce qu'est un plasma et comment il répond à une onde électromagnétique telle qu'un laser. Ces notions sont indispensables pour la compréhension de la suite du mémoire.

1.1 L'état plasma

Le plasma est le quatrième état de la matière après, en ordre croissant d'entropie : l'état solide, l'état liquide, et l'état gaz. Contrairement à ces trois états, le plasma définit tout système composé de particules chargées (électrons libres et ions) en nombre suffisant pour que les effets d'interaction collectives électromagnétiques ne soient plus négligeables pour en décrire l'évolution. Dans ce cas, chaque particule est en interaction avec l'ensemble des autres du fait du caractère longue portée des forces coulombiennes, et pas uniquement avec ses plus proches voisines comme dans un liquide ou un gaz. De plus, le plasma répond de façon collective à un champ électromagnétique extérieur.

Les plasmas décrivent un très grand nombre de systèmes pour différents domaines de la physique : de la physico-chimie des plasmas froids faiblement ionisés, à l'étude des plasmas thermonucléaires de densités supérieures à celle du solide et aux températures extrêmes, tels que ceux au cœur des étoiles par exemple.

Pulsation plasma électronique

Une grandeur importante dans un plasma est la pulsation plasma électronique. Elle représente sa rapidité de réponse (donc d'évolution) à une perturbation électromagnétique.

Une façon simple de l'appréhender est de considérer un plasma uni-dimensionnel homogène et neutre – la charge totale du plasma est nulle : $n_e = Zn_i$ où n_e et n_i sont les densités électronique et ionique et Z le nombre d'ionisation moyen de chaque ion. On suppose à $t = 0$ une perturbation telle que tous les électrons situés en x_0 se sont déplacés d'une quantité $\xi(t)$ tandis que les ions restent immobiles. La séparation de charge crée un champ électrique qui tend à ramener les électrons vers leur position initiale. Les ions, ayant une masse beaucoup plus élevée, sont considérés comme immobiles. L'intégration de l'équation de Poisson entre $-\infty$ et $x_0 + \xi(t)$ permet de déduire le champ électrostatique créé :

$$E(x_0 + \xi, t) = n_e e / \epsilon_0 \cdot \xi(t)$$

où e est la charge de l'électron et ϵ_0 est la constante diélectrique du vide.

L'équation du mouvement des électrons considérés, si on néglige les effets d'amortissement, est alors :

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\frac{e}{m_e}E = -\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \xi$$

où m_e est la masse d'un électron.

C'est l'équation d'un oscillateur harmonique : les électrons vont osciller avec le temps autour de la position d'équilibre x_0 . On définit la pulsation de cette oscillation comme la *pulsation plasma électronique* d'expression :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.1)$$

Le temps de réponse des électrons est d'autant plus rapide que la densité est élevée, car le champ électrostatique de rappel est d'autant plus fort.

Il faut remarquer que l'on peut également définir une pulsation plasma ionique par l'expression $\omega_{pi} = \omega_{pe} \sqrt{Z m_e / m_i} \ll \omega_{pe}$. Elle n'intervient pas dans le cadre de cette thèse où le mouvement ionique n'est pas indépendant de celui électronique.

1.2 Réflexion d'un laser sur un plasma dense

Lors de la focalisation d'un laser sur une cible solide, si l'intensité dépasse un certain seuil $I_{ion} \sim 10^{10-12} W/cm^2$, le champ électromagnétique est suffisant pour arracher les électrons des atomes neutres et le solide s'ionise. Dans la plupart des cas, aux intensités considérées ici, le plasma est *totalelement ionisé*, c'est-à-dire que la totalité des atomes sont ionisés : les densités électronique et ionique sont telles que, à l'équilibre, $n_e = Z n_i$ où Z est le nombre moyen d'électrons arrachés par atome.

Pour une interaction à ultra-haute intensité cette ionisation se fait dès le début de l'impulsion. Considérons une impulsion temporelle gaussienne de profil d'intensité donnée par l'expression suivante :

$$I(t) = I_0 \exp \left[-\frac{4 \ln 2 t^2}{\tau_L^2} \right]$$

où τ_L est la largeur temporelle à mi-hauteur, et I_0 le maximum d'intensité en $t = 0$. Si on suppose $\tau_L = 25 fs$ et $I_0 = 10^{19} W/cm^2$, alors l'ionisation de la cible (pour $I(t_i) = I_{ion}$) commence plus de $t_i \sim 700 fs$ avant le maximum d'intensité. Ainsi l'interaction ne se fait pas avec un solide mais avec un plasma qui réfléchit le reste de l'impulsion. Comme illustré en figure 1.1, la densité n'est plus en marche d'escalier suivant la normale à la cible z , mais est ce que l'on appelle un *gradient de plasma*.

1.2.1 Profil de densité plasma

Considérons en $t = 0$ un plasma isotherme mono-dimensionnel pour $z < 0$ et du vide pour $z > 0$, [52]. La pression électronique p_e se transmet aux ions à travers le champ électrique dont l'expression, en négligeant l'inertie des électrons, est donnée par :

$$n_e e E = -\frac{\partial p_e}{\partial z}$$

L'équation d'Euler appliquée au "*fluide*" ionique devient alors :

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} &= \frac{ZeE}{m_i} - \frac{1}{nm_i} \frac{\partial p_i}{\partial z} \\ &= -c_s^2 \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}\end{aligned}$$

où la pression ionique p_i est négligée par rapport à celle électronique ; avec $n = n_i = n_e/Z$, u la vitesse fluide, et la vitesse acoustique ionique $c_s = (ZT_e/m_i)^{1/2}$ où T_e est la température électronique. De plus, l'équation de conservation du nombre de particules est :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nu) = 0$$

Ce système de deux équations a pour solution :

$$\begin{aligned}u &= c_s + z/t \\ n &= n_0 \exp \left[-\frac{z}{c_s t} \right]\end{aligned}\tag{1.2}$$

Le profil de densité est exponentiel. On définit la *longueur de gradient* comme $L = n/(\partial n/\partial z) = c_s t$, linéaire avec le délai d'expansion, de vitesse c_s . La densité maximale est la densité initiale n_0 .

Ces plasmas sont considérés comme des miroirs plasmas tant que la longueur de gradient est faible par rapport à la longueur d'onde laser $L \leq \lambda$. On dit alors que l'interface entre le vide et le plasma dense est raide. À longueurs de gradient plus élevées, la surface du miroir plasma, et donc la réflexion du laser incident, se dégrade.

1.2.2 Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma

Les équations de Maxwell de propagation d'une onde électromagnétique dans le plasma donnent :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \rho$$

où μ_0 et ε_0 sont la perméabilité et permittivité du vide, et ρ et \mathbf{j} les densités de charge et de courant.

Pour une onde électromagnétique qui oscille à la fréquence ω dans un plasma non collisionnel sans séparation de charge ($\rho = 0$), on peut montrer que $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -j\omega\epsilon_0\chi(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r})$ avec $\chi(\omega) = -\omega_{pe}^2/\omega^2$. L'équation précédente devient :

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \mathbf{E} = 0$$

C'est l'équation de propagation d'une onde électromagnétique de vecteur d'onde $k = N(\omega) \omega/c$ dans un milieu d'indice de réfraction :

$$N(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}\tag{1.3}$$

en définissant la *densité critique* n_c associée à une pulsation ω par la relation $\omega_{pe}(n_c) = \omega$, soit, d'après l'équation 1.1 :

$$n_c(\omega) = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} = \frac{4\pi^2 m_e}{\mu_0 e^2 \lambda^2}\tag{1.4}$$

D'après l'équation 1.3, on déduit deux catégories de plasmas pour une onde électromagnétique de pulsation ω donnée. Tout d'abord, les plasmas *sous-critiques* où $n_e < n_c$; l'indice de réfraction $N(\omega)$ est réel et l'onde se propage à la vitesse $N(\omega)c$. Puis les plasmas *sur-critiques* où $n_e > n_c$; l'indice de réfraction est imaginaire, l'onde ne se propage pas, elle est évanescente.

1.2.3 Propagation du laser au sein du gradient de plasma

Dans le cas considéré dans cette thèse, la densité maximale du plasma est de l'ordre de celle du solide, soit typiquement $n_0 \sim 10^{23-24} \text{cm}^{-3}$. Pour un laser de longueur d'onde $\lambda = 800 \text{nm}$, la densité critique est de l'ordre de $n_c \simeq 1.11 \cdot 10^{21} \lambda_{[\mu\text{m}]}^{-2} \text{cm}^{-3} \sim 1.7 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3} \ll n_0$. Ainsi le gradient de plasma de profil exponentiel à la surface de la cible, expression 1.2, est composé de deux zones de plasma, une zone sous-critique puis une sur-critique. Ceci est illustré en figure 1.1b.

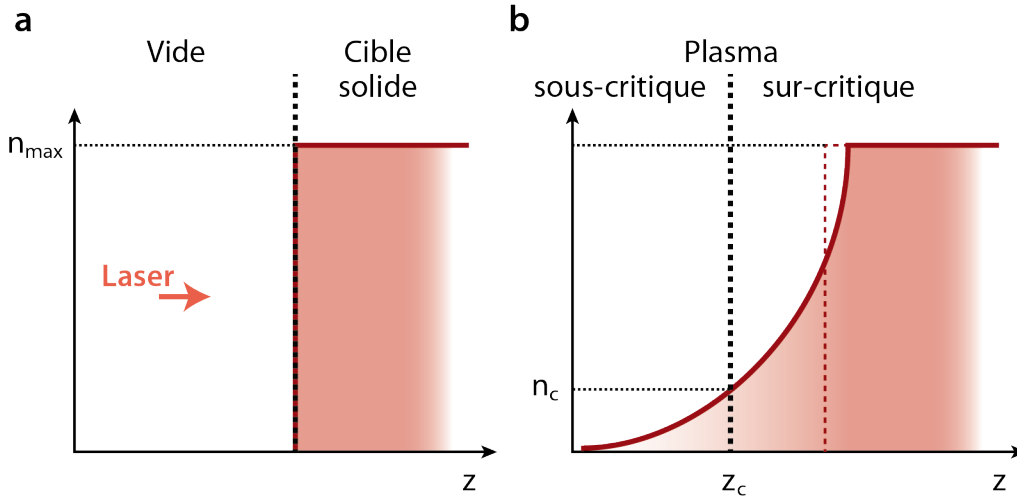


FIGURE 1.1: **Illustration des profils de densité du plasma en expansion vers le vide** – **a** – Profil de densité suivant la normale à la cible solide initiale avant l'interaction. – **b** – Profil de densité réel au cours de l'interaction, de forme exponentielle, équation 1.2.

Un rayon laser qui se propage au sein du plasma sous-critique respecte la loi de Descartes $\partial[N(n_e) \sin i(n_e)]/\partial z = 0$ où $N(n_e)$ est l'indice de la couche de plasma de densité n_e , voir équation 1.3), et $i(n_e)$ est l'angle d'incidence du rayon sur cette couche. La trajectoire du laser est donc donnée par les angles $i(n_e)$ successifs au cours de la propagation dans le plasma sous-critique. En connaissant l'angle d'incidence i dans le vide ($N(0) = 1$) du laser sur la cible, on déduit l'angle $i(n_e)$ pour la couche de densité n_e par l'expression :

$$\sin i = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c} \sin^2 i(n_e)}$$

On en déduit la densité où le laser est réfléchi vers le vide, nommée pour la suite *densité de réflexion* n_{ref} , telle que $i(n_{ref}) = \pi/2$ par :

$$n_{ref} = n_c \cos^2 i \quad (1.5)$$

On peut remarquer que pour une incidence normale, la densité de réflexion est égale à la densité critique.

Résumé

Lors de la réflexion d'un laser ultra-intense sur une cible solide, celle-ci est ionisée dès les premiers cycles optiques. Le plasma se détend alors vers le vide avec un profil exponentiel de longueur de gradient L ; c'est un paramètre fondamental de l'interaction. Pour de faibles longueurs de gradient $L \leq \lambda$, le gradient de plasma est raide; il réfléchit le reste de l'impulsion laser dans la direction spéculaire au niveau de la densité de réflexion $n_c \cos^2 i$: c'est un miroir plasma.

Il faut noter que les miroirs plasmas n'existent que pour des impulsions laser ultra-brèves au cours desquelles le gradient n'a pas le temps de se détendre plus que $L \sim \lambda$.

1.3 Réponse non-linéaire

1.3.1 Déformation temporelle

Pour de très hautes intensités laser $I > 10^{14} \text{W/cm}^2$, la réponse non-linéaire du plasma déforme temporellement le champ réfléchi, comme illustré en figure 1.2.

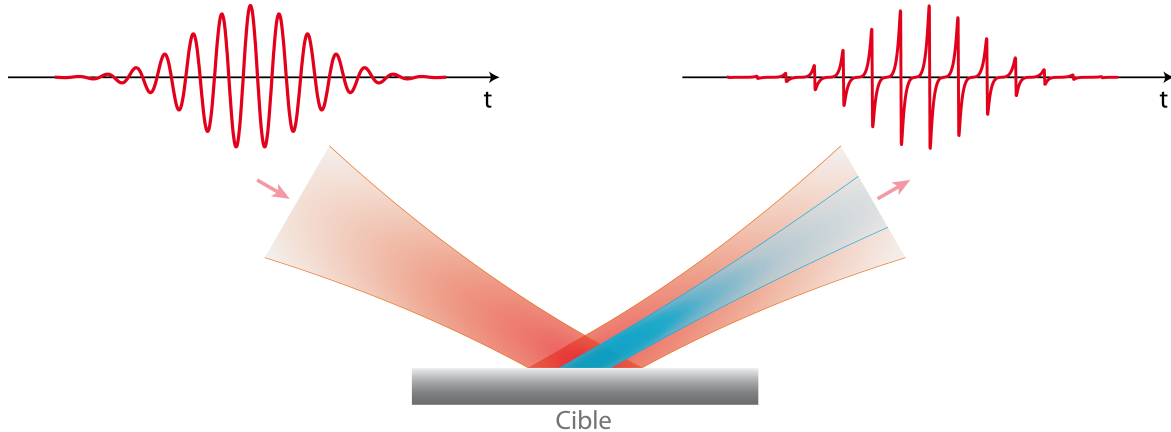


FIGURE 1.2: **Illustration de la déformation du profil temporel de l'onde laser réfléchi sur miroir plasma** – À gauche, champ laser temporel incident sinusoïdal de période T_L et d'enveloppe gaussienne de largeur τ_L . À droite, champ réfléchi déformé.

Le champ incident a une période optique T_L associée à une pulsation ω_L telle que $E(t) \propto \cos \omega_L t$. La déformation périodique du champ réfléchi se traduit par des variations temporelles T plus rapides. L'analyse spectrale (transformée de Fourier du champ temporel $\hat{E}(\omega) = \text{TF}[E(t)]$) présente le signal en fonction de ses fréquences de variations $\omega = 2\pi/T$. Le spectre du champ réfléchi est présenté en unité de pulsation laser ω/ω_L en figure 1.3b.

Il se décompose en un grand nombre d'harmoniques de la pulsation laser $\omega_n = n\omega_L$. Le coefficient $n \in \mathbb{N}$ est appelé *ordre harmonique*. Plus le plasma répond de façon non-linéaire, plus les variations temporelles du champ réfléchi sont abruptes, et plus la puissance spectrale de ces ordres est élevée. Ces pulsations harmoniques sont associées à des longueurs d'onde $\lambda_n = \lambda/n$. Ces harmoniques sont des ondes lumineuses qui, suivant l'ordre n atteint, vont des UV-A ($380 \text{nm} \mapsto 315 \text{nm}$) jusqu'aux XUV ($100 \text{nm} \mapsto 10 \text{nm}$) (en passant par les UV-B, C, et V). Par exemple, pour un laser de longueur d'onde $\lambda = 800 \text{nm}$ (période $T_L \simeq 2.7 \text{fs}$), l'harmonique d'ordre $n = 20$ est associé à une longueur d'onde $\lambda_{20} = 40 \text{nm}$ (période $T_{20} \simeq 130 \text{as}$ beaucoup plus rapide).

En figure 1.3c, la pulsation laser ω_L du champ réfléchi est filtrée (en rouge panneau **b**), on retrouve le profil temporel du champ laser incident : $E(t) \propto \cos \omega_L t$. En bleu, seules les hautes

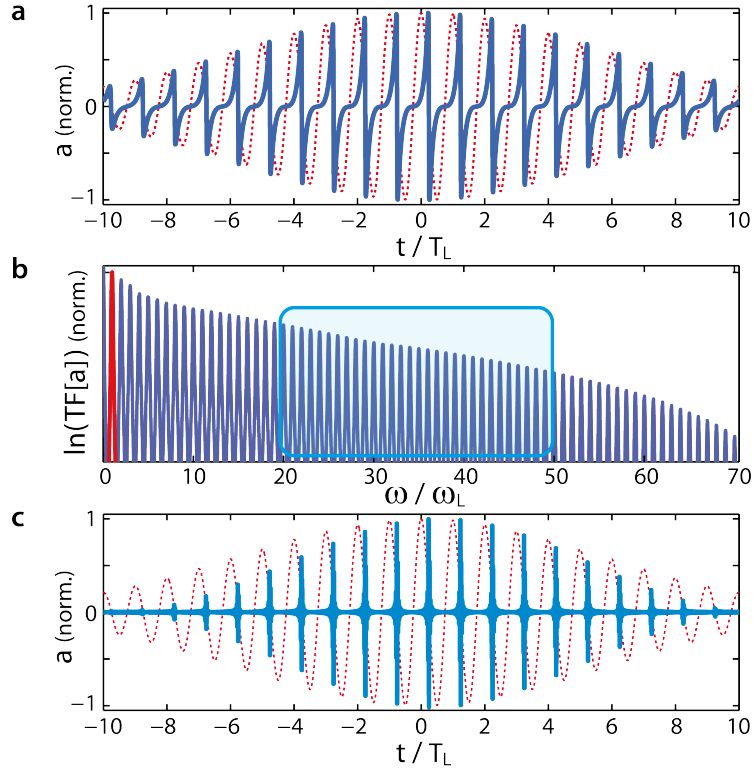


FIGURE 1.3: **Analyse spectrale du champ réfléchi** – **a** – Traits pointillé et plein, respectivement champ laser incident et champ réfléchi déformé périodiquement. – **b** – Transformée de Fourier du champ réfléchi en échelle logarithmique. – **c** – Champ réfléchi normalisé filtré : en rouge pointillé, uniquement la pulsation laser $\omega = \omega_L$, et en bleu les harmoniques d'ordres $n = 20$ à 50 , voir zone bleutée panneau **b**.

fréquences sont filtrées (voir panneau **b**) ; elles représentent des variations très rapides à chaque période laser : c'est un *train d'impulsions attosecondes*.

1.3.2 Source harmonique

Plus l'intensité laser est élevée, plus la réponse non-linéaire du plasma est importante. Par conséquent, la dépendance spatiale du champ laser $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ le long de la tache focale induit une dépendance spatiale de la réponse non-linéaire du plasma. On définit la *source harmonique d'ordre n* comme la partie du champ réfléchi dont la pulsation est $\omega_n = n\omega_L$. Pour mieux la définir, on introduit par convention trois plans au niveau de l'interaction.

Référentiels faisceau et cible

On définit trois plans principaux, comme illustrés en figure 1.4.

Le *plan cible* est la surface de celle-ci, là où se passe l'interaction. Le *plan focal* est transverse à la propagation du faisceau incident au niveau de la cible. Le *plan focal de réflexion* est son symétrique par rapport à la normale à la cible, il est transverse à la propagation du faisceau réfléchi.

Dans le plan focal, l'enveloppe spatiotemporelle du champ laser incident s'approche par une gaussienne spatiale 2D de waist w_0 et une gaussienne temporelle 1D de largeur à mi-hauteur τ_L en intensité (carré de l'amplitude). On définit son maximum par l'*amplitude laser normalisée* a_0 en fonction de l'intensité laser. On a :

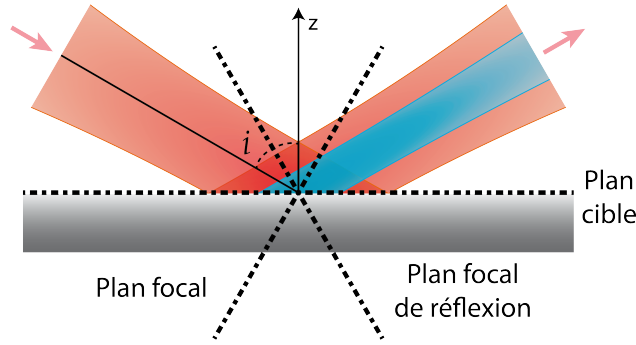


FIGURE 1.4: **Définition des plans d'intérêt** – La surface de la cible est le *plan cible*. Le *plan focal* et le *plan focal de réflexion* sont les plans transverses à la propagation du faisceau laser incident et du faisceau réfléchi dans le plan de la cible.

$$a(\mathbf{r}, t) = a_0 \exp\left[-\frac{\mathbf{r}^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-\frac{2 \ln 2 t^2}{\tau_L^2}\right] \quad (1.6)$$

$$\text{avec } a_0 = eE_0/mc\omega_L = \lambda_{[\mu\text{m}]} \sqrt{I_{0[\text{W}/\text{cm}^2]}/1.37 \cdot 10^{18}} \quad (1.7)$$

Dans le plan cible, en considérant $\mathbf{r} = (x, y)$ avec x dans le plan d'incidence, le profil spatial d'amplitude laser devient :

$$\frac{a(x, y)}{a_0} = \exp\left[-\frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{w_0^2}\right] \quad (1.8)$$

D'après ce profil spatial sur cible, l'efficacité de génération harmonique est plus élevée au centre $x = y = 0$ que sur les bords. La taille de la source harmonique est donc inférieure ou égale à celle du laser (ceci est illustré figure 1.2 en bleu). On définit la fonction *source* $H_n(\mathbf{r}, t)$ de l'harmonique d'ordre n comme le champ spatiotemporel de pulsation $\omega_n = n\omega_L$ dans le plan focal de réflexion. Pour un champ laser donné, ses propriétés sont déterminées par la réponse non-linéaire du plasma.

Régimes d'interaction

On peut montrer que le facteur relativiste de Lorentz γ d'un électron libre placé dans une onde plane se propageant dans le vide est $\gamma = \sqrt{1 + p^2/(mc)^2} = 1 + 0.5a_0^2$. Il y a donc deux régimes d'interaction distincts suivant la vitesse des électrons accélérés. Le *régime non relativiste* pour $a_0 \ll 1$, et $\gamma \simeq 1$. La vitesse des électrons reste beaucoup plus faible que c . Le *régime relativiste* pour $a_0 \gtrsim 1$ et $\gamma > 1$. La vitesse des électrons dans le champ laser s'approche de c . La limite $a_0 = 1$ correspond à une intensité laser d'environ $I_0 \simeq 2 \cdot 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$.

Nous allons voir dans les deux chapitres suivants que les mécanismes de génération harmonique sont totalement différents dans ces deux régimes.

Chapitre 2

Génération harmonique en régime non relativiste

En régime non relativiste $a_0 < 1$, typiquement pour $I_0 = 10^{16}$ - 10^{18}W/cm^2 , le mécanisme de génération harmonique prépondérant est celui d'*émission cohérente de sillage* [48], abrégé pour la suite en *CWE*. Il a été découvert en 2006 lors d'une précédente thèse [39] au sein du laboratoire.

2.1 Mécanisme d'émission CWE

Ce mécanisme consiste en l'excitation d'ondes plasmas dans le gradient de plasma dense par des paquets d'électrons, dits *de Brunel* [53], accélérés vers la cible. Ces ondes plasmas émettent ensuite dans l'XUV de façon cohérente vers la direction de réflexion spéculaire du laser.

2.1.1 Trajectoires des électrons de Brunel

Dans certaines conditions d'éclairement et de longueur de gradient (a_0, L), lors de la réflexion en incidence oblique $i \neq 0$ d'une impulsion laser en polarisation p (champ \mathbf{E} dans le plan d'incidence) sur un plasma dense, des électrons de surface [53, 54] sont arrachés vers le vide au niveau de la densité de réflexion $n_c \cos^2 i$ puis accélérés vers la cible en trois étapes, voir figure 2.1.

1. Dans la première partie du cycle optique, le champ électrique laser E_L croît : une partie des électrons à la surface de réflexion sont tirés vers le vide. Le champ électrostatique E_S de séparation des charges entre ces électrons déplacés et les ions immobiles exercent une force de rappel vers le plasma.
2. Pour $t > T_L/4$, le champ électrique décroît, le champ électrostatique E_S de rappel devient plus important et une partie des électrons est ramenée vers le plasma.
3. Pour $t > T_L/2$, le champ laser change de signe, il se combine au champ électrostatique pour accélérer les électrons vers le plasma. Une fois dans le plasma dense $n_e > n_c \cos^2 i$, le champ laser est écranté par le plasma, et les électrons traversent celui-ci à vitesse constante égale à la vitesse acquise dans le vide (et plasma sous-dense), typiquement une fraction de c aux intensités considérées.

On appelle ces électrons "*électrons de Brunel*". La figure 2.1 présente plusieurs trajectoires $z(t)$ de ces électrons pour deux intensités laser différentes grâce à un modèle développé en [40].

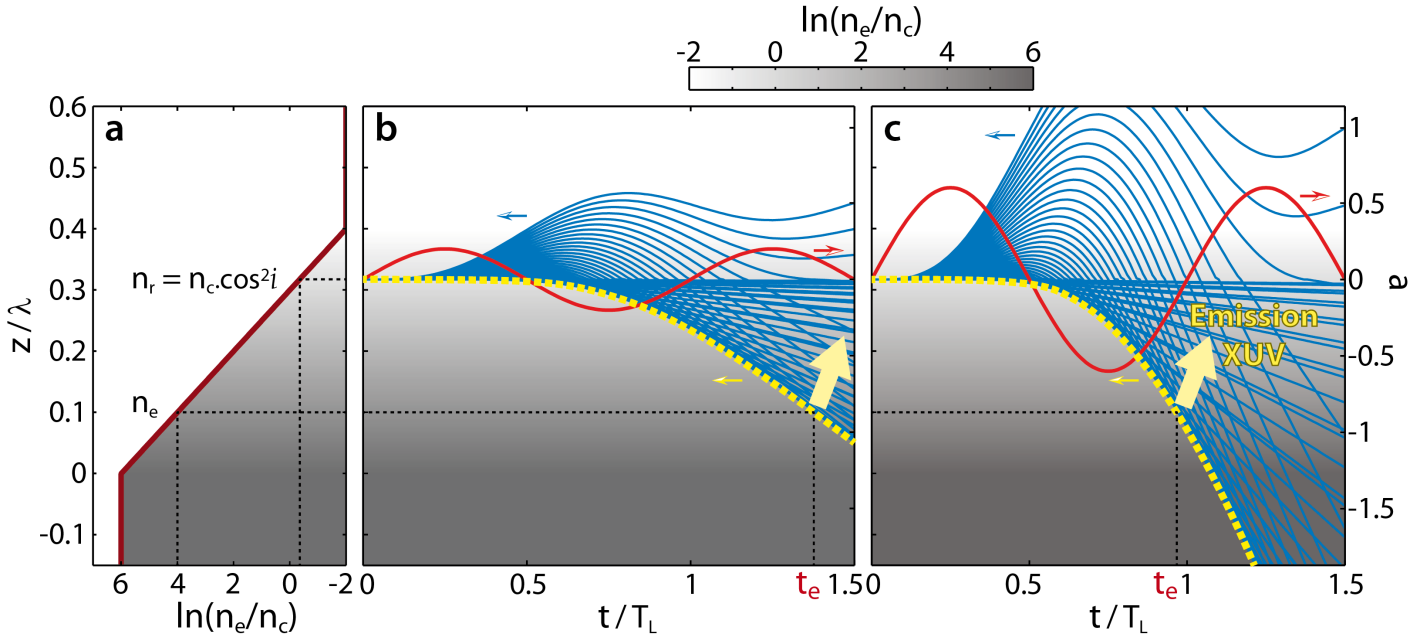


FIGURE 2.1: **Trajectoire des électrons de Brunel** – **a** – Profil exponentiel de densité, suivant la normale z à la cible, de longueur de gradient $L = \lambda/20$. – **b/c** – Pour deux éclaircements différents $a_0 = 0.2$ et 0.6 , panneau **b** et **c**; en rouge, amplitude laser; en bleu, trajectoires $z(t)$ des électrons de Brunel dans le vide puis dans le plasma dense pour différents temps t_i d'arrachement des électrons du plasma dans le vide, $t_i \in [T_L/50, T_L/4]$. En pointillé jaune, caustique de sur-densité locale des électrons de Brunel. En pointillé noir, illustration du retard t_e d'émission XUV de pulsation $\omega_{pe}(n_e)$ telle que $n_e = n_c \exp 4$.

2.1.2 Émission XUV par excitation d'ondes plasmas

Pic de densité électronique

Suivant l'instant t_i ($< T_L/4$, étape 1) où l'électron est arraché, différents types de trajectoires sont distingués. Les premiers électrons arrachés vers le vide ne reviennent pas vers le plasma. Au contraire, les derniers arrachés en $t_i = [T_L/4]^-$ reviennent quasiment instantanément et sont très peu accélérés (car sur un temps trop court). L'optimum d'accélération est pour $t_{i0} \simeq T_L/15$, les électrons éjectés vers le vide sont rabattus avec une vitesse maximale après un temps d'accélération maximal. Ces électrons rattrapent au sein du plasma dense ceux accélérés pour $t_i < t_{i0}$. Ainsi les trajectoires se croisent en formant un pic de densité électronique. La position de ces pics de densité est donnée par la caustique des trajectoires, présentée en traits pointillés jaunes figure 2.1 **b-c**.

Le long de cette caustique, les pics de densité électronique excitent des ondes plasmas aux pulsations correspondant aux densités traversées : $\omega_{pe} = \omega_L \sqrt{n_e/n_c}$. Ces oscillations plasmas émettent quasiment instantanément une onde lumineuse XUV par conversion de mode linéaire à la pulsation ω_{pe} dans la direction spéculaire du laser. Ainsi, chaque densité $n_e(z)$ traversée émet une onde lumineuse à sa pulsation plasma dont le délai de déclenchement t_e (appelé *délai d'émission*) par rapport au début du cycle en $t_i = 0$ dépend de la forme de la caustique $z_e(t)$. La structure harmonique du spectre émis résulte de la répétition périodique de ce processus une fois par cycle optique laser.

Il faut préciser que l'émission XUV est restreinte au gradient de plasma car les ondes plasmas générées dans un plasma homogène sont longitudinales et n'émettent pas d'onde lumineuse. Au sein du gradient, elles deviennent partiellement transverses ce qui permet l'émission XUV.

Pulsation de coupure

Chaque densité excitée émet une onde XUV à sa pulsation plasma. On en déduit que la plus grande pulsation est émise au niveau de la densité maximale :

$$\omega_{pe}^{max} = \omega_L \sqrt{\frac{n_0}{n_c}} \quad (2.1)$$

Dans nos conditions d'interaction, on a $n_c \simeq 1.7 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et $n_0 \simeq 10^{23-24} \text{cm}^{-3} \sim 400n_c$ (voir annexe A). L'ordre harmonique le plus élevé est donc environ $n_{max} \simeq \sqrt{400} = 20$. Le spectre expérimental présenté en figure 2.2 présente une pulsation de coupure autour de $\omega_n = 19\omega_L$.

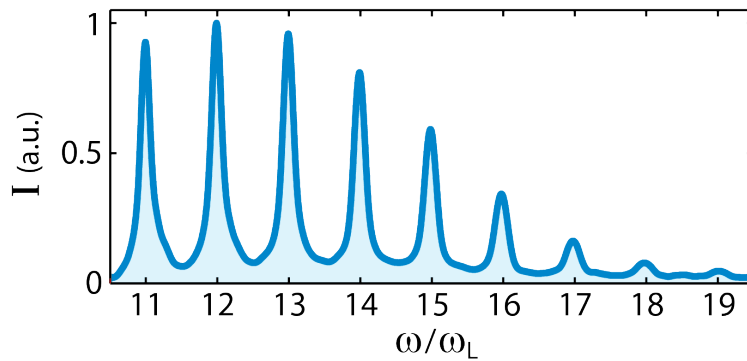


FIGURE 2.2: **Spectre CWE expérimental** – Spectre harmonique normalisé obtenu pour $a_0 \simeq 0.25$ et $L \simeq \lambda/40$ sur cible de silice.

2.2 Modélisation du mécanisme CWE

La trajectoire $z_e(t)$ de la caustique au sein du gradient de plasma dense de profil $n_e(z)$ détermine entièrement le délai émission $t_e(n)$ de chaque fréquence harmonique n . Pour le déterminer, on utilise un modèle réalisé au cours d'une thèse précédente (pour plus de détails voir [40, 55]).

2.2.1 Délai d'émission

Comme présenté par Brunel [53], les électrons arrachés au plasma subissent le champ laser E_L et le champ électrostatique de rappel E_S tel que leur mouvement peut être décrit par :

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -e(E_L(t) + E_S(t))$$

En supposant que les électrons arrachés ne se croisent pas dans la vide, le champ électrostatique que voit un électron arraché au temps t_i est écranté. Ainsi, lors de la trajectoire de cet électron précis, E_S est constant et s'exprime :

$$E_S = -E_L(t_i)$$

À partir de ces deux équations, on peut facilement calculer la trajectoire $z_{t_i}(t)$ des électrons de Brunel et en déduire le temps t_r de retour de ceux-ci vers dans le plasma dense tel que $z_{t_i}(t_r) =$

$z[n_c \cos^2 i]$. Ils traversent la densité de réflexion $n_c \cos^2 i$ à une vitesse v_r qu'ils conservent constante ensuite.

Le temps t_e de croisement des trajectoires (qui définit un point de la caustique) à une profondeur z_e par rapport à la position de la densité de réflexion $z[n_c \cos^2 i]$ est donné par l'équation :

$$\frac{\partial t_e}{\partial t_i} = 0$$

La résolution de cette équation [55] donne le délai d'émission de la longueur d'onde ω_{pe} en fonction des paramètres d'interaction par l'expression :

$$\frac{t_e(\omega_{pe})}{T_L} = 0.307 + 0.725 \left(\frac{z_e(\omega_{pe})}{a \lambda \sin i} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

Pour un profil exponentiel de densité de longueur de gradient L (équation 1.2), on déduit la profondeur de la densité qui émet à la pulsation $\omega_{pe} = \omega_L \sqrt{n_e/n_c}$ par l'expression :

$$z_e(\omega_{pe}) = z[n_c \cos^2 i] - z[n_e(\omega_{pe})] = L \left[\ln \frac{n_0}{n_c \cos^2 i} - \ln \frac{n_0}{n_c (\omega_{pe}/\omega_L)^2} \right] = 2L \ln \frac{\omega_{pe}}{\omega_L \cos i} \quad (2.3)$$

2.2.2 Source harmonique

L'expression 2.2 montre que le temps d'émission t_e dépend de l'éclairement laser $t_e = f_0(a)$. Or cet éclairement varie spatialement le long de la tache focale $a = f_1(\mathbf{r})$, on en déduit que le temps t_e dépend de la position \mathbf{r} le long de la cible $t_e = f(\mathbf{r})$. Ceci induit un front de phase spatiale courbé des harmoniques. Le but de cette section est de modéliser ce front de phase en fonction des paramètres d'interaction.

Dépendance spatiotemporelle du délai d'émission

On suppose que l'interaction se fait sur un plasma *lisse*, c'est-à-dire que la longueur de gradient est indépendante des positions à la surface de la cible $L(x, y) = L$. Alors, d'après l'expression spatiotemporelle du champ laser sur cible, équations 1.6 et 1.8, on déduit le délai d'émission de l'harmonique d'ordre $n = \omega_{pe}/\omega_L$ pour le l -ième cycle optique en fonction des positions (x, y) par l'équation :

$$\frac{t_e(n, l, x, y)}{T_L} = l + 0.307 + 0.725 \left(\frac{2L}{\lambda \sin i} \ln \frac{n}{\cos i} \right)^{1/3} \cdot a(x, y, l)^{-1/3} \quad (2.4)$$

Surface effective

On suppose que la phase spatiale de l'harmonique d'ordre n est dominée par l'impulsion attoseconde émise d'énergie maximale, au cycle tel que $a(l)/a_0 = 1$.

On peut définir une *surface effective* $Z(x, y)$ dans le plan de la cible qui induit une phase spatiale courbée du champ harmonique d'ordre n par $\varphi_n(x, y) = \omega_n t_e(n, x, y) = k_n Z(x, y)$. D'après l'expression spatiale de l'éclairement sur cible 1.8, et en définissant $U_n = 0.725 \lambda (2/\sin i \cdot \ln(n/\cos i))^{1/3}$, on a :

$$\begin{aligned}
Z(x, y) = \lambda \frac{t_e(n, x, y)}{T_L} &= Z_0 + U_n \left(\frac{L}{a_0 \lambda} \right)^{1/3} \cdot \exp \left[\frac{1}{3} \frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{w_0^2} \right] \\
&\simeq Z_0 + U_n \left(\frac{L}{a_0 \lambda} \right)^{1/3} \cdot \left[1 + \frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{3w_0^2} + o(x^2, y^2) \right] \\
&= Z'_0 + \frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{2R}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Le développement limité de la fonction exponentielle pour x et y faibles devant w_0 montre une dépendance spatiale au centre de forme parabolique dont le rayon de courbure normalisé s'exprime en fonction des paramètres d'interaction par :

$$\begin{aligned}
\frac{w_0^2}{\lambda R} &= \eta \left[\frac{L}{\lambda} \cdot \frac{1}{a_0} \right]^{1/3} \\
\text{avec } \eta &= \frac{1.45}{3} \left(\frac{2}{\sin i} \ln \frac{n}{\cos i} \right)^{1/3}
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Cette courbure dépend très peu de l'ordre harmonique $\propto (\ln n)^{1/3}$.

Source harmonique

Comme présenté en figure 1.4, le champ source harmonique $H_n(\mathbf{r})$ est défini spatialement dans le plan focal de réflexion. Sa phase spatiale $\Phi_n(\mathbf{r})$, définie par $H_n(\mathbf{r}) = |H_n(\mathbf{r})| \exp j\Phi_n(\mathbf{r})$, est déduite de la surface effective dans le plan de la cible par :

$$\Phi_n(\mathbf{r}) = -k_n Z \left(\frac{x}{\cos i}, y \right) = -\frac{2\pi n}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2R} = -\frac{\mathbf{r}^2}{2R_\Phi} \tag{2.7}$$

$$\text{avec } \frac{1}{R_\Phi} = n \frac{2\pi}{R} \tag{2.8}$$

La courbure de phase spatiale harmonique augmente linéairement avec l'ordre n , son unité est $[1/R_\Phi] = \text{rad}/\mu\text{m}^2$.

2.3 Évolution des propriétés du faisceau harmonique CWE

2.3.1 Divergence du faisceau harmonique

Divergence harmonique

Loin de la cible (diffraction de Fraunhofer), l'intensité du faisceau harmonique d'ordre n est donnée par le module carré de la transformée de Fourier du champ source :

$$I_n(\mathbf{k}) = |\widehat{H}_n(\mathbf{k})|^2 \propto \left| \text{TF} [|H_n(\mathbf{r})| \exp j\Phi_n(\mathbf{r})] \right|^2 \tag{2.9}$$

Ainsi, la divergence angulaire du faisceau harmonique est entièrement déterminée par les propriétés du champ source : sa taille et sa courbure de phase.

Champ source harmonique

Amplitude spatiale Aucun modèle de l'amplitude spatiale des sources harmoniques CWE n'existe à ce jour. Cependant, étant donné le régime d'interaction non relativiste, on s'attend à une non-linéarité modérée et ainsi une bonne efficacité de génération, soit des tailles de source w_n proches de celle du laser. On approche l'amplitude du champ source harmonique, comme l'éclairement laser, par une gaussienne 2D de waist w_n d'expression :

$$|H_n(\mathbf{r})| \propto \exp \left[-\frac{\mathbf{r}^2}{w_n^2} \right] \quad (2.10)$$

Phase spatiale D'après les expressions 2.6, 2.7, et 2.8, le front de phase spatiale harmonique est convexe dans le plan focal : les harmoniques sont divergents.

En fonction des paramètres d'interaction, la courbure augmente avec la longueur de gradient $\propto L^{1/3}$, car pour L plus important, les électrons de Brunel mettent plus de temps à atteindre une profondeur donnée. De plus, la courbure diminue avec l'éclairement car les électrons sont plus accélérés par le champ donc atteignent une profondeur donnée plus rapidement. La figure 2.1 présente les trajectoires des électrons de Brunel et la caustique des croisements pour deux éclairagements laser différents, $a_0 = 0.2$ et 0.6 .

La figure 2.3 présente les dépendances de la courbure de surface effective $1/R$ dans le plan de la cible (expression 2.6) en fonction des paramètres d'interaction pour un angle d'incidence $i = 55^\circ$ en panneau **a** ; et la phase spatiale de l'harmonique d'ordre $n = 12$ dans le plan focal de réflexion $\Phi_{12}(\mathbf{r})$ (expression 2.7) pour $w_0 = 10\mu m$, une longueur de gradient de $L = \lambda/20$, et deux éclairagements différents $a_0 = 0.2$ et 0.6 , panneau **b**.

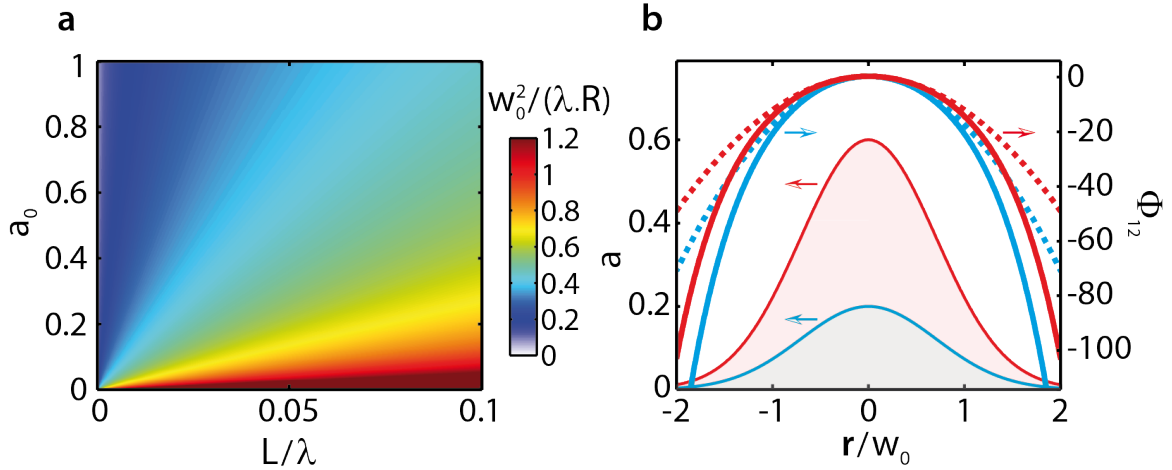


FIGURE 2.3: **Courbure CWE** – **a** – Courbure normalisée, équation 2.6, de la surface effective d'émission CWE dans le plan de la cible en fonction des paramètres d'interaction a_0 et L . – **b** – Pour une longueur de gradient de $L = \lambda/20$ et deux éclairagements différents $a_0 = 0.2$ et 0.6 en bleu et rouge, illustration dans le plan focal de réflexion de la phase spatiale de l'harmonique d'ordre $n = 12$ prédit par le modèle en trait plein, équation 2.5, et son approche par une parabole de courbure donnée par 2.8 en trait pointillé.

2.3.2 Efficacité de génération

La figure 2.4 présente l'efficacité de génération normalisée des harmoniques CWE d'ordres $n \in [12, 16]$ mesurée expérimentalement pour $a_0 \simeq 0.25$ en fonction de la longueur de gradient. Ceci a été étudié lors du doctorat de S.Monchoce [42].

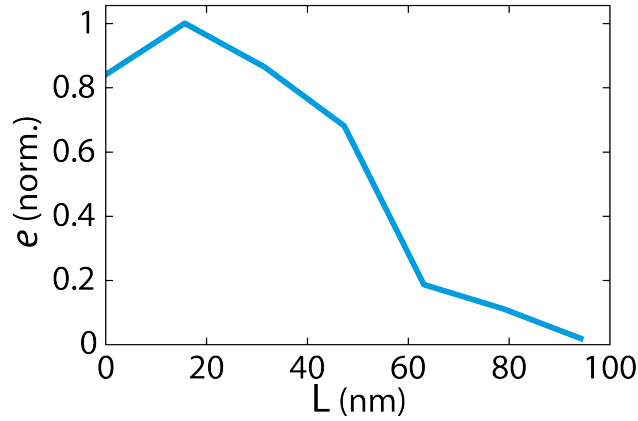


FIGURE 2.4: **Efficacité de génération CWE** – Efficacité normalisée de génération des harmoniques CWE d'ordres $n = 12$ à 16 mesurée expérimentalement pour $a_0 \simeq 0.25$ en fonction de la longueur de gradient.

On constate un optimum d'efficacité autour de $L \sim \lambda/40 = 20nm$ et une coupure au delà de $L > \lambda/15 \sim 50nm$. Ceci s'explique par le fait que la charge du pic de densité des électrons de Brunel varie avec la longueur de gradient. Comme étudié de façon théorique et numérique lors de la thèse de C.Thauray [39], à gradient trop court les électrons sont plus difficiles à arracher du plasma, et à gradient trop long un grand nombre d'électrons arrachés ne reviennent pas au sein du plasma et oscillent dans le vide sous l'effet du champ laser. Au gradient qui optimise la charge des paquets d'électrons, les oscillations plasmas générées ont une plus grande amplitude et les émissions XUV sont plus intenses.

Aucun modèle prédictif d'efficacité de génération n'existe à ce jour.

Conclusion

Lors de la réflexion d'un laser ultra-intense sur une cible solide, pour des éclaircements non relativistes et de faibles longueurs de gradients, une partie des électrons, dits de Brunel, est arrachée de la surface de réflexion du laser, accélérée dans le vide puis rabattue à haute vitesse vers le plasma dense. Lors de leurs parcours, ces paquets d'électrons excitent des oscillations plasmas aux fréquences plasmas correspondantes aux densités traversées. Ces oscillations plasmas émettent alors une impulsion attoseconde dont le spectre XUV est l'ensemble des pulsations plasmas jusqu'à celle de densité maximale.

La modélisation de la trajectoire de ces paquets d'électrons, donc du délai d'émission, révèle une dépendance avec certains paramètres d'interaction. Du fait de la dépendance spatiale gaussienne de l'éclaircissement laser sur cible, on peut montrer que la phase spatiale de la source harmonique est convexe, augmente avec L , et diminue avec a_0 . Ceci influe directement sur la divergence du faisceau harmonique diffracté.

Chapitre 3

Génération harmonique en régime relativiste

En régime relativiste $a_0 > 1$, la vitesse des électrons à la surface du plasma est très proche de c . Ceux-ci réfléchissent alors l'impulsion laser en produisant un effet Doppler très élevé qui élargit le spectre du faisceau réfléchi. C'est le mécanisme de génération dit du *miroir oscillant relativiste*, nommé *ROM* pour la suite de ce mémoire.

3.1 Rappel sur l'effet Doppler

Dans un référentiel en mouvement, soit une source d'onde électromagnétique de pulsation ω . Pour un observateur au repos, l'onde a une pulsation perçue $\omega' \neq \omega$, c'est l'effet Doppler.

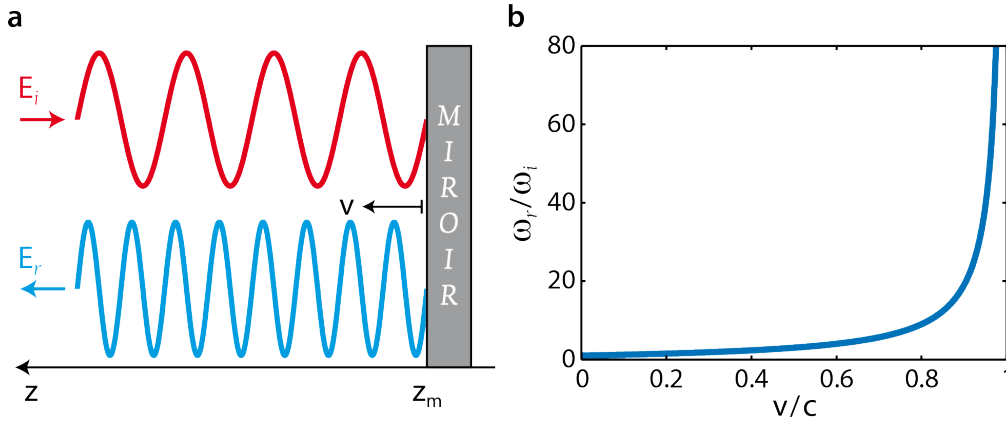


FIGURE 3.1: **Principe de l'effet Doppler** – **a** – Un champ incident E_i de pulsation ω_i se réfléchit sur un miroir qui se déplace à une vitesse v . Le champ réfléchi E_r a une fréquence $\omega_r \neq \omega_i$. – **b** – Pulsation ω_r du champ réfléchi en unité de celle du champ incident ω_i en fonction de la vitesse v du miroir, voir expression 3.1.

Comme illustré en figure 3.1a, considérons un miroir en mouvement de vitesse v dans la direction z . Soit une onde électromagnétique incidente E_i et réfléchie E_r sur ce miroir en incidence normale de pulsations respectives ω_i et ω_r . Elles s'écrivent :

$$E_i(t, z) = E_0 \cos \omega_i(t + z/c) \quad \text{et} \quad E_r(t, z) = E_0 \cos \omega_r(t - z/c)$$

Par continuité à la surface du miroir $z_m = vt$, on a $E_r(t, z_m) = -E_i(t, z_m)$. On en déduit la relation :

$$\frac{\omega_r}{\omega_i} = \frac{1 + v/c}{1 - v/c} = (1 + \beta)^2 \gamma^2 \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} 4\gamma^2 \quad (3.1)$$

où $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

À partir de cette expression, on constate sur la figure 3.1**b** que pour obtenir un effet Doppler significatif, le miroir doit avoir une vitesse relativiste : par exemple, pour générer l'harmonique d'ordre $\omega_r/\omega_i = 20$ ou 40, il faut $v \simeq 0.9c$, ou $0.95c$.

3.2 Miroir plasma oscillant

Lors de l'interaction laser-plasma relativiste, le miroir plasma n'a pas une vitesse constante mais oscille autour d'une position moyenne sous l'effet du champ laser. La déformation Doppler du champ réfléchi est périodique et varie au cours d'une période laser. Ce mécanisme de génération a été proposé par Wilks [56] et Bulanov [57] puis fut modélisé par Lichters [46].

3.2.1 Modèle du miroir oscillant

Pour un laser incident sur un miroir plasma avec un angle i en polarisation linéaire p , en supposant les ions immobiles, on peut montrer que la surface du plasma à la position Z , prise au niveau de la densité électronique critique $Z = z[n_c]$, oscille sous l'effet des champs laser incident et réfléchi de pulsation ω_L . On a, au premier ordre :

$$Z(t) = \frac{v_z}{\omega_L} \cos(\omega_L t + \phi_0) \quad (3.2)$$

où v_z , vitesse maximale des électrons, est estimée par :

$$\frac{v_z}{c} = \frac{2a_0 \sin i}{\sqrt{1 + (2a_0 \sin i)^2}}$$

En supposant que la source harmonique est localisée à la surface du plasma en $Z(t)$ (hypothèse valable pour une interface vide-plasma raide), le champ laser réfléchi s'écrit alors, [46] :

$$E_r(z, t) \simeq \mu_0 \int J_x(Z(t_{obs}), t_{obs}) dx' \simeq \mu_0 l_s J_x(Z(t_{obs}), t_{obs}) \quad (3.3)$$

où J_x est le courant à la surface du plasma, l_s est l'épaisseur de peau de pénétration du laser au sein du plasma dense et $t_{obs} = t - (Z(t_{obs}) - z)/c$ est le temps retardé qui prend en compte le délai mis par la lumière pour aller de la source jusqu'à un observateur au repos. Ainsi $Z(t_{obs})$ est la position du miroir plasma vue par cette observateur.

D'après la définition de t_{obs} , pour connaître $Z(t_{obs})$, il faut résoudre l'équation : $Z(t_{obs}) = Z(t - (Z(t_{obs}) - z)/c)$. Ceci se fait de manière itérative par $Z_0 = Z(t)$ à l'itération $q = 0$ et $Z_{q+1} = Z(t - (Z_q - z)/c)$ où $Z(t)$ est donné par l'expression 3.2. Ainsi, on peut calculer le champ réfléchi $E_r(z, t)$ par l'expression 3.3.

On constate sur la figure 3.2**a**, que le mouvement $Z(t_{obs})$ du miroir plasma ne varie pas de façon sinusoïdale pour un observateur mais est déformé avec des fronts très raides. Le champ réfléchi est modulé en $\omega_L(t - Z(t_{obs})/c)$, ce terme le déforme, figure 3.2**b**, et élargit son spectre vers le rayonnement XUV, voir figure 1.3**b**. Un filtrage des harmoniques $n \in [20, 50]$ révèle que c'est lors des fronts raides du mouvement du miroir plasma que l'effet Doppler est le plus important et qu'ainsi à chaque période une impulsion attoseconde est émise.

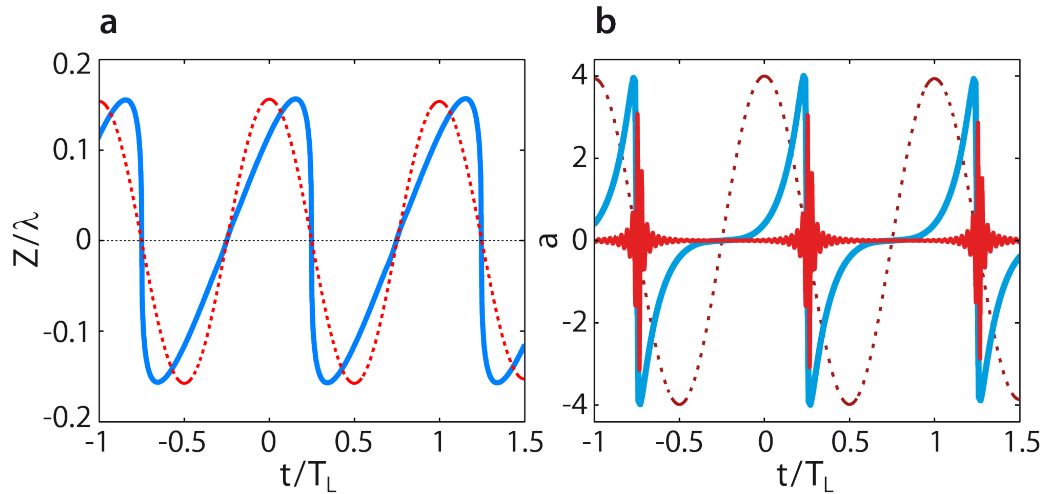


FIGURE 3.2: **Modèle du miroir oscillant** – **a** – Position du miroir électronique qui oscille à une vitesse relativiste à la surface de la cible sous l’effet des champs incident et réfléchi. En rouge pointillé, position dans le référentiel cible. En bleu plein, mouvement apparent pour un observateur en prenant compte du délais que met la lumière à l’atteindre. L’amplitude laser incidente est de $a_0 = 4$ – **b** – En rouge pointillé, champ laser incident. En bleu plein, champ laser réfléchi déformé. En rouge plein, champ laser réfléchi filtré en fréquence pour les harmoniques d’ordres $n = 20$ à 50 .

La figure 3.3 présente une simulation PIC 1D de réflexion d’un laser ultra-intense sur un plasma dense (ce type de simulation est présenté au chapitre 6). En orange, on retrouve l’oscillation périodique de la densité électronique suivant la normale à la cible. En bleu, le champ XUV est filtré. Chaque impulsion attoseconde est émise dans la direction spéculaire lorsque le miroir plasma se dirige vers le vide.

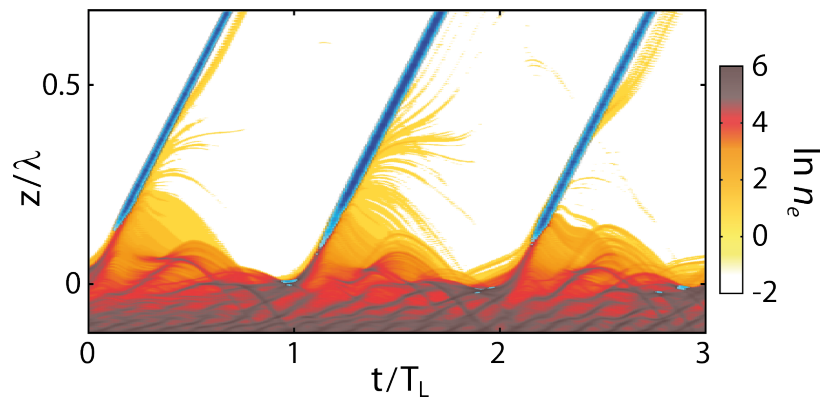


FIGURE 3.3: **Miroir plasma oscillant en simulation PIC** – En orange, densité électronique le long de la normale à la cible en fonction du temps pendant l’interaction, obtenue par simulation PIC 1D avec $L = \lambda/10$ et $a_0 = 5$. En bleu, le champ réfléchi filtré autour des harmoniques $n = 10 - 30$.

3.2.2 Limites du modèle

Le modèle du miroir oscillant permet de comprendre simplement l’origine physique de la génération des harmoniques ROM, cependant il est qualitatif et ne prédit ni la pulsation de coupure, ni la forme du spectre, ni les propriétés spatiales du faisceau harmonique. Des modèles plus complets ont été développés par Baeva [47] ou Gonoskov [58] pour prédire la forme du spectre et la pulsation de coupure.

Un spectre normalisé expérimental typique pour un éclairage $a_0 \simeq 2$ obtenu sur l'installation UHI100 est présenté en figure 3.4. La pulsation de coupure est autour de $n = 30$. La loi de décroissance annoncée par Baeva (en $n^{-8/3}$) y est comparée. L'écart est significatif.

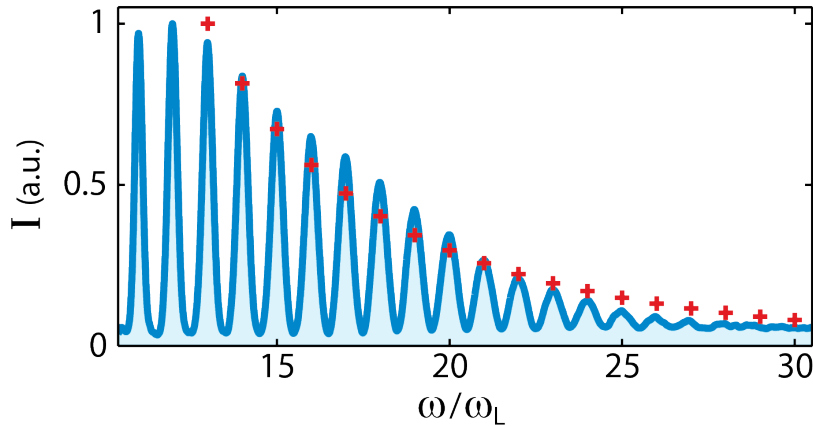


FIGURE 3.4: **Spectre harmonique ROM expérimental** – Spectre harmonique ROM expérimental normalisé typique obtenu pour $a_0 \simeq 2$ et $L = \lambda/10$. – Croix, loi de décroissance annoncée par Baeva normalisée à 1 pour l'harmonique d'ordre $n = 13$.

Les propriétés spatiales des harmoniques ROM ont été modélisées par H.Vincenti au cours de sa thèse [41]. Ce modèle est fondamental pour comprendre le comportement du faisceau harmonique diffracté mesuré loin de la cible. Il fait l'objet de la section suivante.

3.3 Propriétés spatiales de la source harmonique

Comme présenté en section 1.3, la source harmonique d'ordre n (dans le plan focal) est déterminée par les profils de son amplitude spatiale $|H_n(\mathbf{r})|$ et de sa phase spatiale $\Phi_n(\mathbf{r})$. Les modèles de l'amplitude spatiale (c'est-à-dire de l'efficacité de génération) [47, 58]) ne sont pas satisfaisants à ce jour. Cette section traite de la phase spatiale harmonique.

Les observations expérimentales [59] ont fait supposer qu'une courbure de phase spatiale est induite par l'enfoncement du plasma à la surface de la cible résultant de l'effet de la pression de radiation du laser. Comme illustré en figure 3.5, le miroir plasma n'est alors plus plan mais concave, les harmoniques sont focalisés à quelques dizaines de micromètres au devant de la cible et le faisceau diverge d'autant plus. Lors de sa thèse, H.Vincenti a validé cette interprétation à l'aide de simulations PIC 2D puis l'a modélisé théoriquement [41, 51]. Une validation expérimentale, à travers les propriétés angulaires du faisceau harmonique (divergence en fonction des paramètres d'interaction), a été réalisée au cours de la thèse de S.Monchocé [42].

3.3.1 Modèle d'enfoncement du plasma

La position de la surface du miroir plasma, à travers les positions moyennes des densités électronique et ionique, dérive vers l'intérieur du plasma au fur et à mesure de l'interaction. Cet enfoncement global du plasma peut être modélisé en trois étapes. Tout d'abord, les électrons très mobiles répondent quasiment instantanément (à l'échelle du cycle optique) au champ laser en s'enfonçant dans le plasma. Puis, les ions qui ont plus d'inertie (du fait de leur masse plus élevée) s'enfoncent dans un second temps sous l'effet de la séparation de charge. Enfin, ce mouvement ionique est pris en compte pour calculer la nouvelle position électronique. Ce

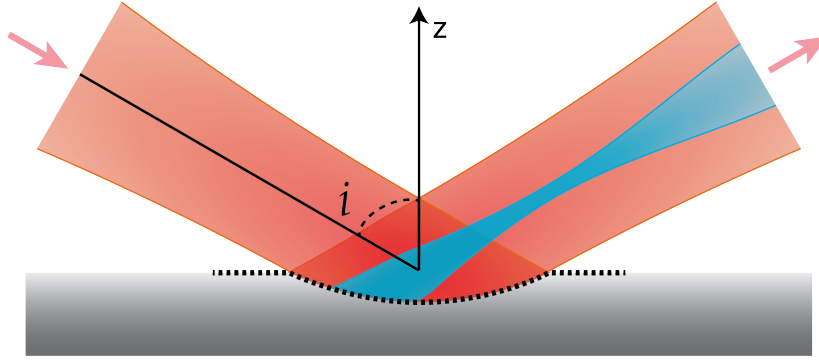


FIGURE 3.5: Illustration de l'enfoncement du miroir plasma sous l'effet de la pression de radiation.

processus en plusieurs étapes est illustré en figure 3.6a et b. Le panneau a présente le profil exponentiel de densité plasma avant l'interaction $n(z) = n_c \exp z/L$ pour $n_e < n_{max} \simeq 400.n_c$. Le panneau b montre l'enfoncement global du miroir plasma Z_T de la densité critique n_c au cours de l'interaction qui résulte de la somme d'un enfoncement ionique z_i et électronique z_e .

Enfoncement électronique

Au cours d'un cycle optique, on peut considérer les ions immobiles dont la position d'interface avec le vide est z_i . À partir de ce profil, on peut calculer la position z_e la plus profonde de l'excursion des électrons au sein du plasma. En considérant qu'il y a un équilibre entre la force de poussée du laser avec celle de rappel électrostatique des ions, pour un gradient exponentiel, on aboutit à :

$$z_e = L \ln \left(1 + \frac{2\lambda(1 + \sin i) a}{2\pi L} \frac{n_c}{n_e(z_i)} \right) \quad (3.4)$$

L'excursion des électrons vers le vide se fait à une vitesse de c quasiment constante au cours du mouvement, la position z_e donne donc la forme de la surface où l'émission XUV se produit.

D'après cette expression, on constate que l'enfoncement électronique est d'autant plus élevé que la longueur de gradient et l'éclairement sont importants. Ce résultat est intuitif. À grande longueur de gradient, l'interface vide-plasma est plus douce, ainsi pour obtenir une force de rappel électrostatique identique, une séparation de charge z_e plus importante est nécessaire. De même, pour un éclairement plus élevé, le champ laser à compenser par l'équilibre des forces est plus important, et ainsi il faut une séparation de charge z_e plus grande.

La figure 3.6c présente la densité électronique au moment du maximum d'intensité laser obtenue par une simulation PIC 2D où les ions sont fixes. On constate des oscillations de la position de la densité à chaque cycle, associées à une dérive cycle après cycle de l'enfoncement maximal. Le trait pointillé présente l'enfoncement électronique $z_e(x)$ calculé à partir de l'expression 3.4 avec $L(x) = L$, $n_e(z_i, x) = n_c$, et $a(x)$ éclairement sur cible. Plus $a(x)$ est élevé, plus la surface est enfoncée. Cette dépendance spatiale produit donc une surface plasma concave. Le modèle d'enfoncement électronique, équation 3.4 reproduit fidèlement la densité PIC.

Enfoncement ionique

D'un cycle optique au suivant, les ions dérivent lentement vers l'intérieur du plasma sous l'effet de la séparation de charge. L'expression de cet enfoncement, déduite du bilan d'énergie

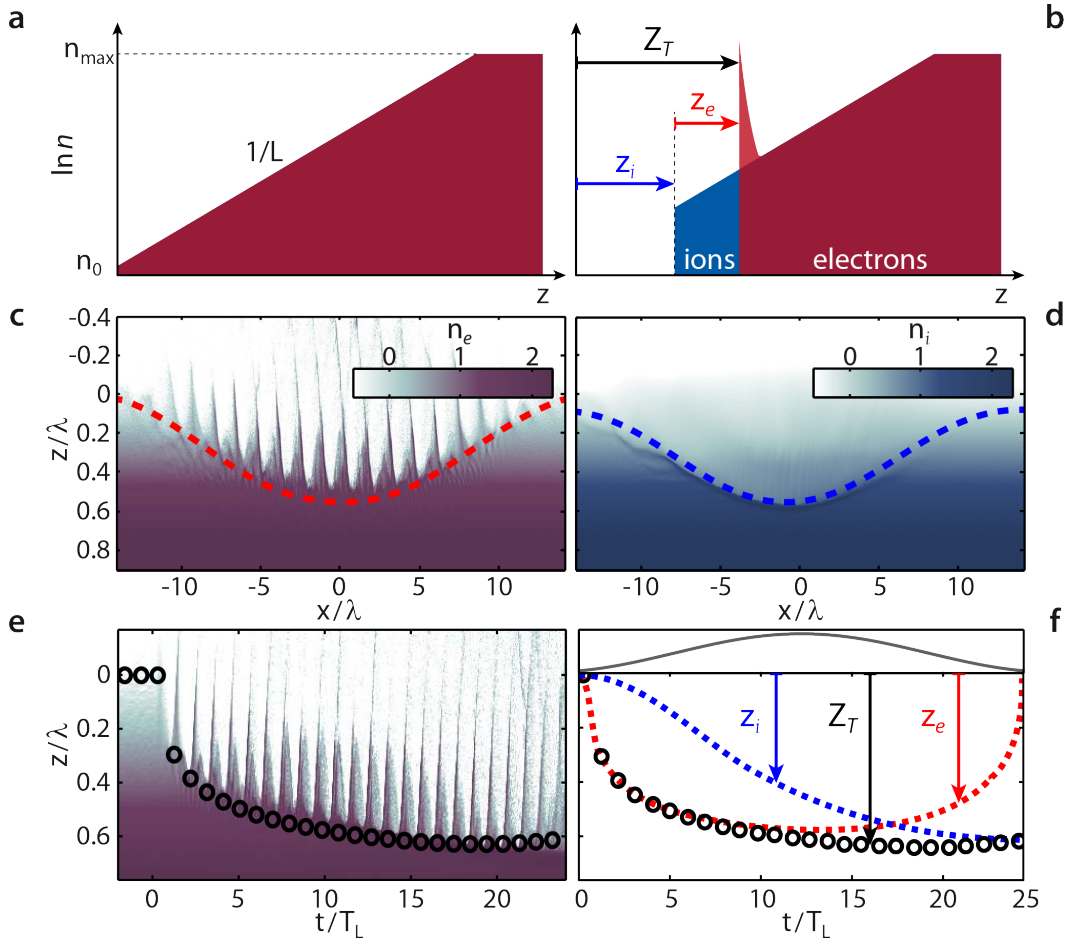


FIGURE 3.6: **Modèle d'enfoncement du miroir plasma** – Figure extraites de la publication [51]. – **a** – Profil exponentiel initial du plasma. – **b** – Profils des densités ionique et électronique à un instant t au cours de l'interaction. Définition des enfoncements électronique, ionique, et total. – **c** – Densité électronique au moment du maximum d'intensité laser obtenue par une simulation PIC 2D avec $a_0 = 8$, $L = \lambda/8$, $i = 45^\circ$, et avec les ions immobiles. En rouge, courbe donnée par le modèle, expression 3.4. – **d** – De même pour la densité ionique pour une simulation PIC 2D en ions mobiles. En bleu, courbe donnée par le modèle, expression 3.5. – **e** – Densité électronique au centre de la tache focale au cours de l'interaction (voir carte de couleur du panneau **c**). Enfoncement total à chaque cycle donné par le modèle, en ronds noirs. – **f** – En haut, profil temporel du laser. Ronds noirs, enfoncement total. En rouge et bleu, enfoncements électronique (en ions fixes) et ionique (en ions mobiles) donnés par le modèle.

et de quantité de mouvement, est :

$$z_i(t) = 2L \ln \left(1 + \frac{\Pi_0}{2L \cos i} c \int_{-\infty}^t a(t') dt' \right) \quad (3.5)$$

avec $\Pi_0 = \sqrt{rZm_e \cos i / 2Am_p}$ où $r \simeq 0.7$ est le coefficient de réflexion du laser sur le miroir plasma (qui intervient dans le bilan d'énergie), Z/A est le rapport entre numéro atomique et le nombre de masse des ions, m_e et m_i les masses électroniques et ioniques.

Comme l'enfoncement électronique, cet enfoncement ionique augmente avec la longueur de gradient et avec l'éclairement. L'intégrale temporelle sur l'éclairement montre qu'il est progressif au cours de l'interaction, et que pour des impulsions plus longues, il est plus élevé.

La figure 3.6d présente la densité ionique, à l'instant du maximum d'intensité, obtenue par une simulation PIC 2D avec les ions mobiles. Le modèle d'enfoncement ionique donné en

équation 3.5, en prenant en compte la dépendance spatiale de l'éclairement, est tracé en trait pointillé. Il reproduit fidèlement le profil de densité ionique.

Enfoncement total

L'enfoncement total est donné par la somme des enfoncements électronique et ionique :

$$Z_T(\mathbf{r}, t) = z_e(\mathbf{r}, t) + z_i(\mathbf{r}, t) \quad (3.6)$$

La figure 3.6e présente la densité électronique au centre de la tache focale au cours du temps obtenue par simulation PIC 2D en ions mobiles pour une impulsion laser de $\tau_L = 10T_L$ en FWHM en intensité. Les ronds noirs présentent l'enfoncement total au cours du temps, calculé par l'expression 3.6. Le modèle reproduit fidèlement la simulation PIC. On constate que l'enfoncement total augmente très rapidement lors des 4-5 premiers cycles puis augmente lentement.

Le panneau **f** présente la contribution au cours du temps des deux types d'enfoncement (ici l'enfoncement électronique est considéré en ions fixes). Au tout début de l'impulsion les électrons réagissent très vite et y participent de façon prépondérante. Au contraire, en fin d'impulsion ce sont les ions qui font que l'enfoncement total se conserve alors que l'enfoncement électronique diminue rapidement.

3.3.2 Phase spatiale des harmoniques ROM

Le miroir plasma concave imprime une phase spatiale courbée sur les sources harmoniques et rend le faisceau d'autant plus divergent. Nous évaluons ici le profil du front de phase harmonique en fonction des paramètres d'interaction.

Enfoncement au maximum d'intensité

Une fois les premiers cycles passés, l'enfoncement total dépend très faiblement du temps, figure 3.6e. On suppose que le faisceau harmonique mesuré est dominé par l'impulsion attoseconde de plus haute énergie, c'est-à-dire générée à l'instant du maximum d'intensité laser.

L'intégrale temporelle dans l'expression 3.5 de l'enfoncement ionique devient, d'après la définition de l'enveloppe temporelle du champ donnée en expression 1.6 :

$$\int_{-\infty}^t \frac{a(t')}{a_0} dt' = \int_{-\infty}^0 \exp \left[-2 \ln 2 \frac{t'^2}{\tau_L^2} \right] dt' = \frac{\tau_L}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}}$$

Dans l'expression 3.4, le facteur $n_c/n_e(z_i)$ peut être remplacé par $\exp[-z_i/L]$ d'après la définition du profil de densité. Les enfoncements électroniques et ioniques deviennent alors :

$$z_e = L \ln [1 + \alpha a e^{-z_i/L}] \quad \text{et} \quad z_i = 2L \ln [1 + \beta a] \quad (3.7)$$

avec $\alpha = \lambda(1 + \sin i)/\pi L$ et $\beta = \sqrt{\pi/2 \ln 2} \Pi_0 c \tau_L / 4L \cos i$

L'enfoncement total se met alors sous la forme :

$$Z_T(L, a) = L \ln [1 + (\alpha + 2\beta)a + \beta^2 a^2] \quad (3.8)$$

Courbure de l'enfoncement plasma

La dépendance spatiale de l'enfoncement total est due à celle de l'éclairement sur cible, expression 1.8. En définissant $A = \alpha + 2\beta$ et $B = \beta^2$, l'enfoncement s'exprime alors par :

$$\begin{aligned} Z_T(L, a_0, x, y) &= L \ln \left[1 + Aa_0 \exp \left[-\frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{w_0^2} \right] + Ba_0^2 \exp \left[-2\frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{w_0^2} \right] \right] \\ &\simeq Z_0 - \frac{La_0}{w_0^2} \frac{A + 2Ba_0}{1 + Aa_0 + Ba_0^2} \cdot (x^2 \cos^2 i + y^2) + o(x^2 + y^2) \\ &= Z_0 - \frac{x^2 \cos^2 i + y^2}{2R} \end{aligned}$$

Le développement limité pour x et y faibles devant w_0 montre une tendance parabolique au centre dont le rayon de courbure normalisé est donné, en fonction des paramètres d'interaction, par l'expression :

$$\frac{w_0^2}{\lambda R} = 2 \frac{L}{\lambda} a_0 \frac{(\alpha + 2\beta) + 2\beta^2 a_0}{1 + (\alpha + 2\beta)a_0 + \beta^2 a_0^2} \quad (3.9)$$

Source harmonique

La phase spatiale de la source harmonique d'ordre n dans le plan de réflexion $H_n(\mathbf{r})$ est donnée par la forme de l'enfoncement sur le faisceau réfléchi. Son expression est :

$$\Phi_n(\mathbf{r}) = -2k_n Z_T \left(\frac{x}{\cos i}, y \right) \cos i = \frac{4\pi n}{\lambda} \cos i \frac{x^2 + y^2}{2R} = \frac{\mathbf{r}^2}{2R_\Phi} \quad (3.10)$$

$$\text{avec } \frac{1}{R_\Phi} = \frac{4\pi \cos i}{R} n \quad (3.11)$$

La courbure de phase harmonique augmente linéairement avec l'ordre n .

3.4 Évolution des propriétés du faisceau harmonique ROM

3.4.1 Divergence du faisceau harmonique

Divergence harmonique

Comme pour les harmoniques CWE, l'intensité du faisceau harmonique diffracté loin de la cible est donnée par le module carré de la transformée de Fourier du champ source dans le plan focal, expression 2.9. Ainsi, la divergence du faisceau est entièrement déterminée par la taille de source w_n et la phase spatiale R_Φ de la source.

Champ source harmonique

Amplitude spatiale Aucun modèle de l'amplitude spatiale des sources harmoniques ROM n'existe à ce jour. Comme pour les CWE, on suppose que l'amplitude suit le même profil gaussien que l'éclairement, avec une taille de source w_n définit comme en expression 2.10.

Les simulations PIC faites lors de la thèse d'H.Vincenti [41] révèlent pour des régimes ultra-relativistes, $a_0 > 5$, que ces tailles de sources ne varient pas avec la longueur de gradient et l'éclairement, et diminuent progressivement avec l'ordre harmonique. Cette décroissance de la taille de source avec l'ordre harmonique est typique du fait que l'efficacité de génération dépend

fortement de l'éclairement laser : au centre de la tache focale le miroir plasma atteint des vitesses plus élevées que sur les bords et l'effet non-linéaire y est plus important. Une moyenne sur les ordres $n = 15$ à 25 révèlent une taille de source d'environ $w_{15-25} \simeq 0.6w_0$.

Phase spatiale D'après les expressions 3.9, 3.10, et 3.11, la phase spatiale harmonique est concave : le miroir plasma agit comme un miroir parabolique de focale $f = R/2$. Les harmoniques sont focalisés à l'avant de la cible, à quelques dizaines de microns, et le faisceau qui diffracte à l'infini est d'autant plus divergent.

La courbure au centre du miroir plasma est donnée par l'expression 3.9. Elle augmente avec la longueur de gradient et avec l'éclairement. On peut remarquer deux régimes asymptotiques suivant a_0 .

1. À très faible éclairement, $a_0 \ll (\alpha + 2\beta)/\beta^2$ et $a_0 \ll 1/(\alpha + 2\beta)$, l'expression 3.9 devient :

$$\frac{w_0^2}{\lambda R} = 2 \frac{L}{\lambda_L} a_0 (\alpha + 2\beta) \propto a_0$$

car $\alpha \propto 1/L$ et $\beta \propto 1/L$.

La courbure du miroir plasma ne dépend que de l'éclairement, et de façon linéaire.

2. À très fort éclairement, $a_0 \gg (\alpha + 2\beta)/\beta^2$ et $a_0 \gg 1/\beta$, l'expression 3.9 devient :

$$\frac{w_0^2}{\lambda R} = 4 \frac{L}{\lambda_L} \propto L$$

La courbure du miroir est indépendante de l'éclairement et varie linéairement avec la longueur de gradient.

Cette tendance n'existe pas sur les expressions des enfoncements électronique et ionique 3.7 qui augmentent avec a_0 même pour les très forts éclaircements. Cette asymptote sur la courbure signifie que pour des régimes ultra-relativistes, à même longueur de gradient, la forme de la surface enfoncée ne varie pas avec a_0 mais sa profondeur au sein du plasma (enfoncement maximal) augmente : c'est une simple translation de la surface courbée.

Pour des paramètres expérimentaux typiques sur l'installation UHI100, $\tau_L = 25fs$, $L \simeq \lambda/10$, et $i = 55^\circ$, les facteurs α et β sont évalués à environ $\alpha \simeq 5$ et $\beta \simeq 1$. Les deux asymptotes correspondent alors à des éclaircements tels que $a_0 \ll 0.15$ et $a_0 \gg 7$.

De plus, on peut remarquer dans l'équation 3.8 que l'importance de l'enfoncement électronique (à travers le paramètre α) dans l'enfoncement global, au centre, peut être évaluée par rapport à l'importance de l'enfoncement ionique (à travers le paramètre β) par le coefficient :

$$\zeta_{e/i} = \frac{\ln(1 + \alpha a_0)}{\ln(1 + 2\beta a_0 + \beta^2 a_0^2)}$$

Dans notre cas, pour un éclairement laser sur cible de $a_0 = 2$, ce coefficient est évalué à $\zeta_{e/i} \simeq 1.09$, c'est-à-dire que les enfoncements électroniques et ioniques sont équivalents. Nous sommes dans un régime intermédiaire : pour des durées d'impulsions τ_L plus courtes, le coefficient β est plus faible et l'enfoncement électronique est prépondérant, et c'est le cas inverse pour des durées d'impulsions plus longues.

La figure 3.7b présente la courbure normalisée de l'enfoncement sur cible, donnée en expression 3.9, en fonction des paramètres d'interaction a_0 et L . Le panneau **b** illustre, pour une tache focale laser de waist $w_0 = 10\mu m$ et d'éclairement $a_0 = 3$, la phase spatiale dans le plan focal de l'harmonique d'ordre $n = 12$ pour deux longueurs de gradient différentes $L = \lambda/15$ et $\lambda/7$ en bleu et rouge. En trait plein, la phase est obtenue avec le modèle d'enfoncement, expression 3.8, et en trait pointillé approchée par une parabole de courbure donnée par l'expression 3.11.

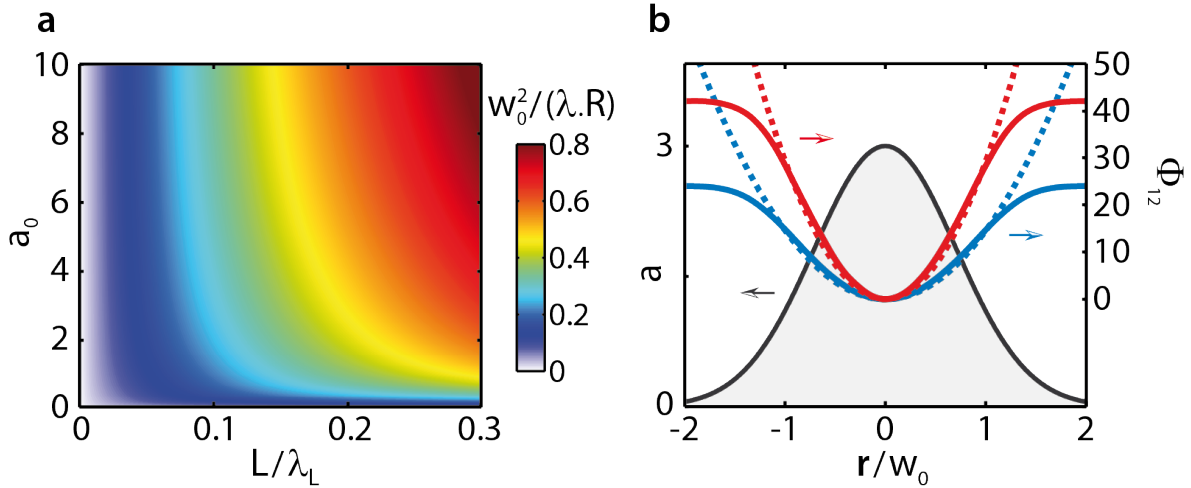


FIGURE 3.7: **Courbure ROM** – **a** – Courbure normalisée, équation 3.9, de la surface du miroir plasma dans le plan de la cible en fonction des paramètres d'interaction a_0 et L . – **b** – Pour un éclairement $a_0 = 3$ et deux longueurs de gradient différentes $L = \lambda/15$ et $\lambda/7$ en bleu et rouge, illustration dans le plan focal de réflexion de la phase spatiale de l'harmonique d'ordre $n = 12$ calculée par la modèle en trait plein, équation 3.8, et son approche par une parabole de courbure donnée par 3.11 en trait pointillé.

3.4.2 Efficacité de génération

La figure 3.8 présente une mesure expérimentale sur UHI100 de l'efficacité de génération des harmoniques d'ordres $n = 20$ à 25 en fonction de la longueur de gradient, mesurée pour un éclairement $a_0 \simeq 3$. Elle comporte un optimum d'efficacité pour $L \simeq \lambda/10$.

Ceci s'explique de manière intuitive avec le modèle du miroir oscillant. Lors d'un cycle optique, plus la vitesse maximale du miroir plasma quand il se déplace vers le vide (instant d'émission de l'impulsion attoseconde) est élevée, plus l'effet Doppler induit est important et ainsi plus l'intensité des harmoniques est grande. Raisonnons maintenant sur cette vitesse maximale du miroir plasma. Si le gradient de plasma est très raide, alors, pour une même séparation de charge z_e , la force de rappel des ions est plus élevée, ainsi la vitesse du miroir plasma vers le vide est plus faible qu'à plus long gradient. Au contraire, pour des interfaces vide-plasma trop détendues, la position du miroir plasma (pic de densité) est mal définie et l'efficacité chute. Ceci explique l'optimum d'efficacité observé en fonction du gradient en figure 3.8.

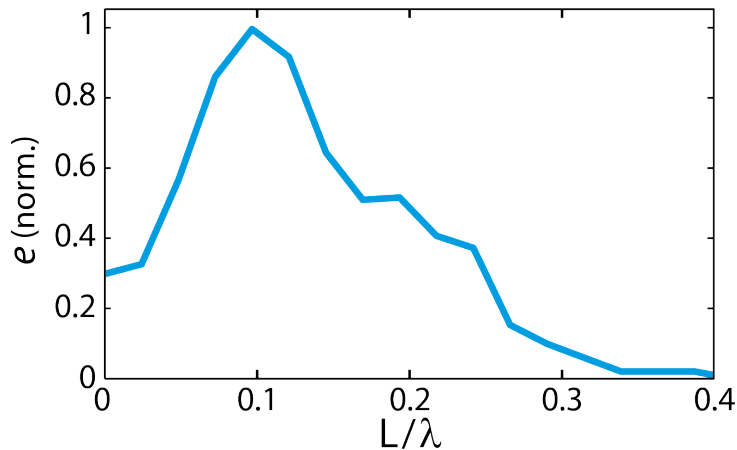


FIGURE 3.8: **Efficacité de génération ROM** – Efficacité normalisée de génération des harmoniques ROM d'ordres $n = 20$ à 25 mesurée expérimentalement pour $a_0 \simeq 3$ en fonction de la longueur de gradient.

On peut ajouter que plus l'éclairement est élevé, plus la vitesse du miroir plasma vers le vide l'est, donc plus l'efficacité harmonique est importante.

Conclusion

Lors de la réflexion d'un laser ultra-intense sur une cible solide, pour des éclaircements relativistes et des longueurs de gradients de l'ordre d'une fraction de longueur d'onde, à chaque cycle optique, les électrons oscillent à une vitesse proche de c autour d'une position moyenne. Lors de leur trajet relativiste vers le vide, ils réfléchissent le faisceau incident en introduisant un fort effet Doppler : une impulsion attoseconde est émise. Cet effet Doppler périodique se traduit par un fort élargissement du spectre du faisceau réfléchi : des harmoniques d'ordre élevé sont générés, ici expérimentalement jusqu'à l'ordre $n \simeq 30$ pour $a_0 = 3$.

Un second effet s'ajoute cycle après cycle, à savoir un enfoncement progressif de la surface du plasma sous la pression de radiation. Le miroir plasma est alors concave, et impose une phase spatiale courbée aux harmoniques générés. La divergence du faisceau diffracté est alors modifiée.

Chapitre 4

Comparaison des deux mécanismes et études préliminaires

La figure 4.1 résume les deux chapitres précédents en comparant les propriétés des sources harmoniques issues des mécanismes de génération en régime relativiste ou non.

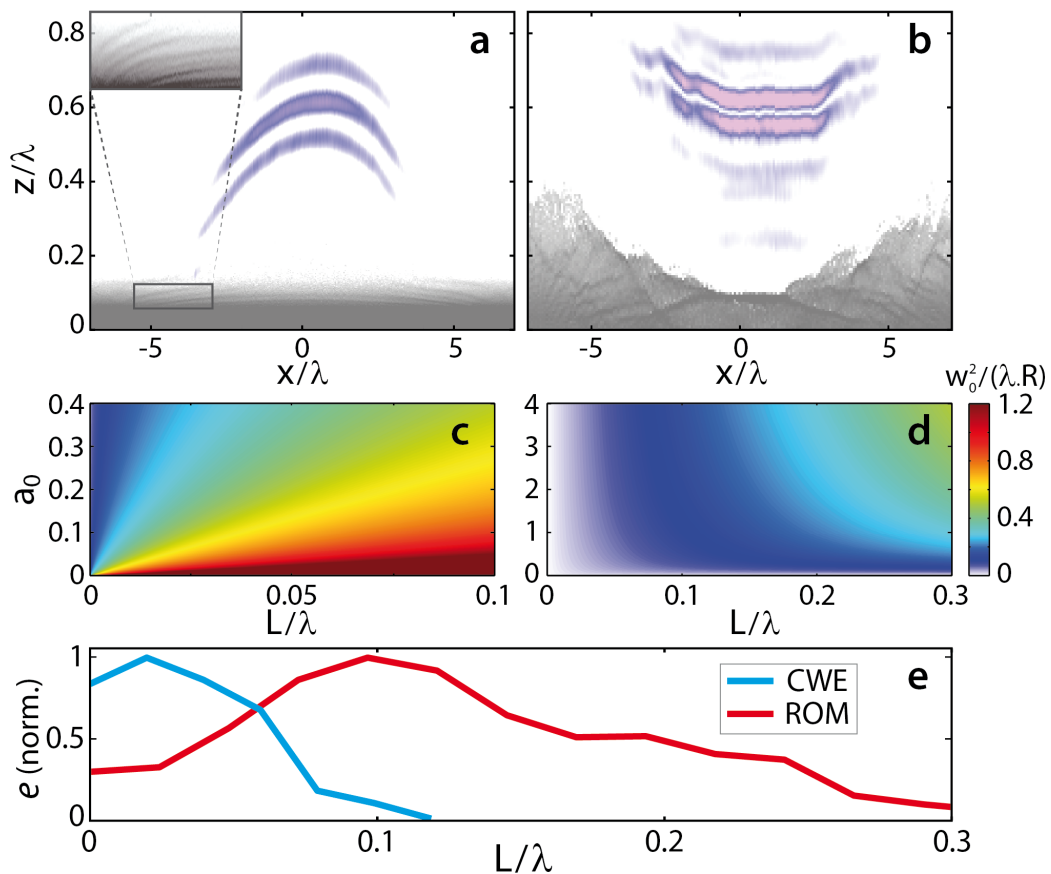


FIGURE 4.1: **Comparaison des mécanismes CWE et ROM** – a/b – En gris, densité électronique obtenue (dans le référentiel boosté) par simulation PIC 2D pour des conditions $a_0 = 0.3$ et 3 et $L = \lambda/40$ et $\lambda/10$ aux panneaux respectifs a et b. En violet, champ XUV réfléchi filtré autour des harmoniques d'ordres $n = 10$ à 20 . – c/d – Courbures des surfaces effectives CWE (c) et ROM (d) dans le plan de la cible, comparées sur une même échelle de couleur. – e – Efficacités normalisées mesurées expérimentalement des deux mécanismes en fonction de la longueur de gradient.

Mécanismes et sources harmoniques

Les panneaux **a** et **b** présentent des simulations PIC 2D pour les mécanismes respectifs CWE et ROM. La densité électronique est présentée en nuance de gris. Panneau **a**, on retrouve les oscillations plasmas excitées par les électrons de Brunel, voir zoom en haut à gauche. Elles sont courbées vers l'intérieur de la cible. Panneau **b**, le plasma est enfoncé par la pression de radiation. Sa surface est alors courbée vers le vide.

Ces deux surfaces effectives convexes et concaves influent directement sur la courbure spatiale des impulsions attosecondes émises à chaque cycle optique. Elles sont filtrées en nuance de violet. Les sources XUV CWE sont divergentes, alors que les ROM sont convergentes.

Les panneaux **c** et **d** présentent les rayons de courbure des surfaces effectives $Z(x)$ dans le plan de la cible déjà présentés aux figures 2.4 et 3.7, mais ici comparés sur une même échelle et zoomés sur les zones d'intérêt pour l'expérience ($a_0 < 0.4$ et $L < \lambda/10$ pour les CWE et $a_0 < 4$ et $L < \lambda/3$ pour les ROM). Dans ces régimes d'interaction, la courbure CWE est beaucoup plus élevée que la courbure ROM. Le panneau **e** présente les efficacités normalisées de chaque mécanisme mesurées expérimentalement : ce sont les zones d'intérêts.

Validation numérique des modèles

Le modèle analytique de phase des harmoniques CWE présenté en section 2.2, équation 2.2, a été validé numériquement par simulations PIC 1D, voir [40, 55].

Le modèle analytique d'enfoncement de la surface du miroir plasma en régime relativiste, et son influence sur la phase spatiale harmonique a été validé numériquement par simulations PIC 1D et 2D, voir [41, 51].

Validation expérimentale des modèles

Du fait des conditions extrêmes au niveau de la cible, la mesure harmonique ne peut se faire que sur le faisceau diffracté, comme présenté en section 5.4. L'étude complète du comportement, en divergence et efficacité, des faisceaux harmoniques CWE et ROM en fonction des paramètres d'interaction a été réalisée au cours de la thèse précédente [42] et a fait l'objet de plusieurs publications [51, 50].

Cette étude a permis une validation expérimentale partielle du modèle d'enfoncement du plasma en régime relativiste, [51]. En effet, la divergence du faisceau harmonique est déterminée par deux paramètres de sa source : la taille de source w_n et la courbure de phase spatiale $1/R_\phi$. Les modèles précédents fournissent une formule analytique de R_ϕ en fonction des paramètres d'interaction. Aucun modèle de taille de source n'existe. Dans [51], pour le mécanisme ROM, les tailles de source w_n sont supposées connues en étant déduites des simulations PIC $w_n \simeq 0.6w_0$. Les divergences angulaires annoncées par le modèle sont alors retrouvées. Cette validation vient d'une hypothèse forte (tailles de sources connues) et est donc uniquement partielle.

Le but de cette thèse est de réaliser la mesure spatiale des sources harmoniques dans le plan focal de réflexion sans hypothèse sur celles-ci. Nous verrons que, outre une meilleure compréhension des deux mécanismes de génération, nous allons pouvoir valider expérimentalement les modèles analytiques.

Deuxième partie

Outils expérimentaux et numériques

Chapitre 5

Contrôle et mesure de l'interaction laser-plasma UHI

La figure 3 page 22 présente le principe de l'expérience : le laser se réfléchit à Ultra-Haute Intensité sur une cible solide. Lors de l'interaction, des faisceaux d'électrons sont accélérés vers le vide et des harmoniques d'ordre élevé sont générés puis se propagent dans la direction spéculaire.

5.1 Atteindre des Ultra-Hautes Intensités

Tous les travaux expérimentaux ont été réalisés sur l'installation UHI100 au sein du CEA Saclay. Ses caractéristiques permettent d'atteindre des éclairagements relativistes.

5.1.1 Installation UHI100

Grâce à un spectre large centré autour de $\lambda = 800nm$ et $\Delta\lambda = 70nm$, le laser titane-saphir UHI100 délivre des impulsions femtosecondes $\tau_L = 25fs$. La technique dite de *Chirped Pulse Amplification* [60] permet, par un étirement temporel de l'impulsion, d'amplifier l'énergie totale jusqu'à $E_0 \simeq 2.5J$ ce qui, après une recompression temporelle, aboutit à des puissances crêtes de $P_L \simeq E_0/\tau_L \simeq 100TW$. La propagation depuis le compresseur jusqu'à la chambre d'interaction se fait sous vide, elle est illustrée en figure 5.1.

L'interaction laser-plasma à ultra-haute intensité sur cible solide impose deux contraintes cruciales : atteindre l'éclairagement relativiste et avoir un contraste temporel laser très élevé. Cette seconde contrainte est motivée par le fait que les mécanismes de génération nécessitent des gradients plasmas très courts à la surface de la cible. Or le seuil d'ionisation de celle-ci est autour de $I_{ion} \sim 10^{11}W/cm^2$. De plus, l'émission spontanée amplifiée induit un contraste temporel laser typique de l'ordre de 10^{-8} à quelques dizaines de picosecondes. Ainsi, si l'intensité maximale sur cible est $I_0 \simeq 10^{19}W/cm^2$, l'intensité du piédestal $I_{ps} \simeq 10^{11}W/cm^2 \sim I_{ion}$ est suffisante pour ioniser la cible. Le plasma ainsi formé se détend vers le vide. Au moment du maximum d'éclairagement, l'interaction se fait donc avec un gradient plasma qui n'est pas suffisamment raide et qui n'est pas contrôlé. Les signaux harmoniques et électroniques mesurés sont nuls.

Double miroir plasma Pour augmenter le contraste temporel, on utilise un double miroir plasma, nommé *DMP*, à la sortie du compresseur, voir figure 5.1. Cette technique a été dévelop-

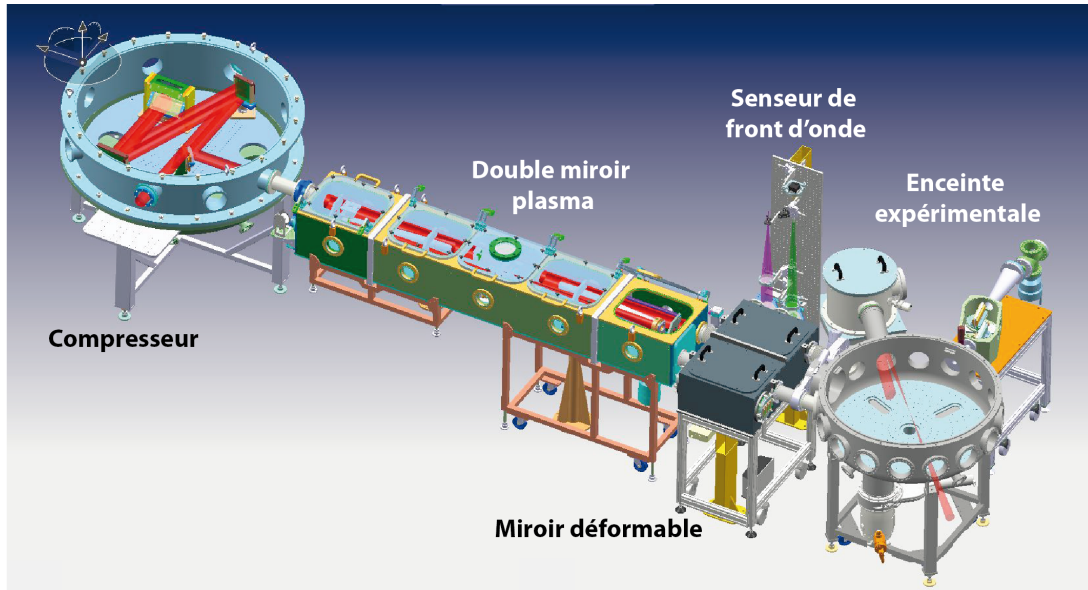


FIGURE 5.1: **Dispositif expérimental de conditionnement du faisceau UHI100** – À gauche, le laser, d'énergie par impulsion de $E_0 \simeq 2.5J$, est compressé temporellement par le compresseur à une largeur à mi-hauteur de $\tau_L \simeq 25fs$, soit une puissance crête de $P_L \simeq 100TW$. Le double miroir plasma augmente le contraste temporel, voir figure 5.2a. Le miroir déformable corrige les aberrations du faisceau, calculées par un senseur de front d'onde, voir figure 5.2b. À droite, le faisceau laser est focalisé sur la cible dans l'enceinte expérimentale, voir figure 5.3.

pée au cours de la thèse de G.Doumy [61, 62]. Chaque miroir plasma est une lame anti-reflet, $r \simeq 0.3\%$, à la longueur d'onde laser. Celui-ci est faiblement focalisé (par une parabole de focale $f = 1500mm$) à sa surface, tel que l'intensité maximale soit de l'ordre de $I_0 \simeq 10^{15-16}W/cm^2$. L'intensité du piédestal est alors $I_{ps} \simeq 10^{7-8}W/cm^2 \ll I_{ion}$ inférieure au seuil d'ionisation : il n'est pas réfléchi. Dès que l'intensité dépasse ce seuil, la surface est ionisée et le plasma généré réfléchit le reste de l'impulsion.

À la sortie du DMP, plus de la moitié de l'énergie laser est perdue, $E_0 \lesssim 1J$, du fait de la réflectivité de chaque miroir plasma de l'ordre de $r \sim 70\%$ (à cause de l'absorption collisionnelle). En contre partie, le contraste temporel est augmenté de quatre ordres de grandeur : 10^{-12} . La figure 5.2a présente les mesures du contraste temporel laser avant et après DMP réalisées au cours de la thèse d'A.Lévy [63] sur le laser UHI10 (le contraste final était de 10^{-10} , sur UHI100, on atteint est à 10^{-12}).

Miroir déformable Pour atteindre le régime relativiste, il faut pouvoir focaliser toute l'énergie disponible sur la plus petite surface possible. Pour cela, un miroir déformable est utilisé après le DMP, voir figure 5.1, afin de diminuer les aberrations du faisceau laser. Un senseur de front d'onde, de type Shack-Hartmann, mesure les aberrations résultant de toute la chaîne laser. Un algorithme permet de calculer quelle déformation du miroir déformable doit être appliquée pour minimiser ces aberrations en fin de chaîne. Ce dispositif commercial est vendu par la société Imagine Optic [64, 65, 66]. Une partie de son développement (tests sur grande installation) a été réalisée dans le cadre de cette thèse. La figure 5.2b présente les taches focales laser en intensité en centre chambre, issues de la focalisation par une parabole de focale $f = 500mm$, avec et sans correction des aberrations par le miroir déformable. Un gain de quasiment un facteur 2 est réalisé sur l'intensité maximale.

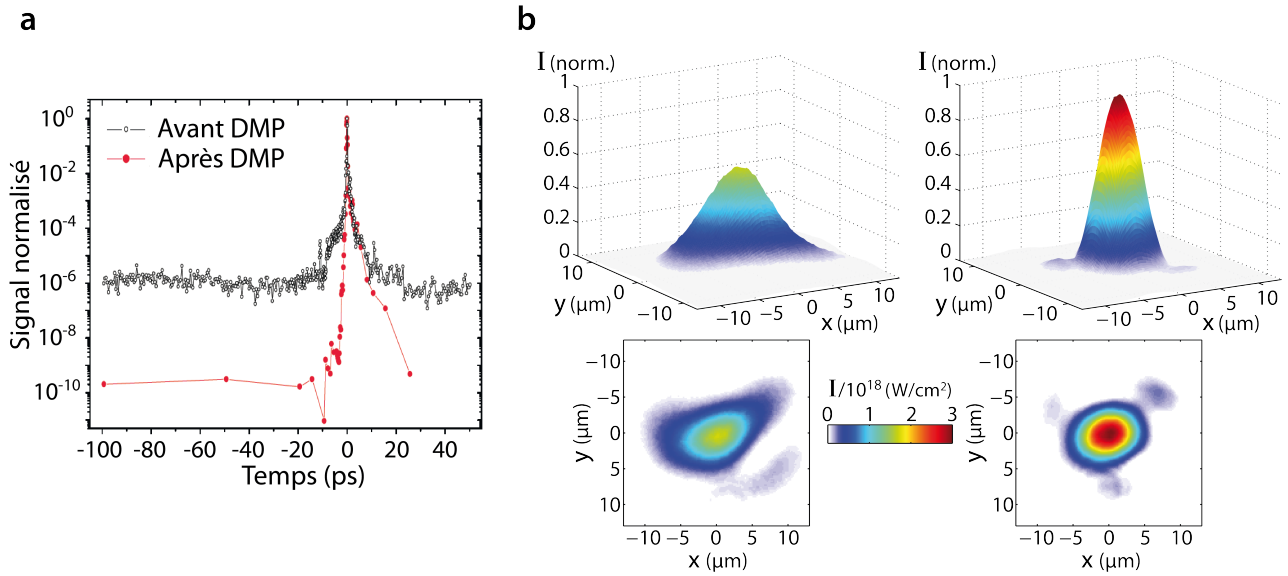


FIGURE 5.2: **Correction du contraste et des aberrations du faisceau laser** – **a** – Mesures réalisées sur UHI10 du contraste temporel du faisceau laser avant et après passage par le double miroir plasma (DMP), voir thèse de A.Lévy [63]. – **b** – Taches focales en intensité du faisceau focalisé par une parabole de focale $f = 500\text{mm}$ sans, à gauche, et avec, à droite, correction du front d'onde par le miroir déformable. Mesures réalisées sur UHI100 au cours de ce doctorat.

5.1.2 Enceinte expérimentale et paramètres clés de l'interaction

La figure 5.3 présente de façon schématique le trajet du laser dans l'enceinte expérimentale. À son entrée, le faisceau laser, de profil *top-hat*, a un diamètre $\Phi \simeq 65\text{mm}$. Il se reflète sur un miroir de grand diamètre dit *miroir principal* ; en avant de celui-ci est placé un miroir de faible diamètre $\Phi_{mp} \simeq 10\text{mm}$ dit *miroir pré-impulsion*. Le tout est ensuite focalisé sur la cible grâce à un miroir parabolique.

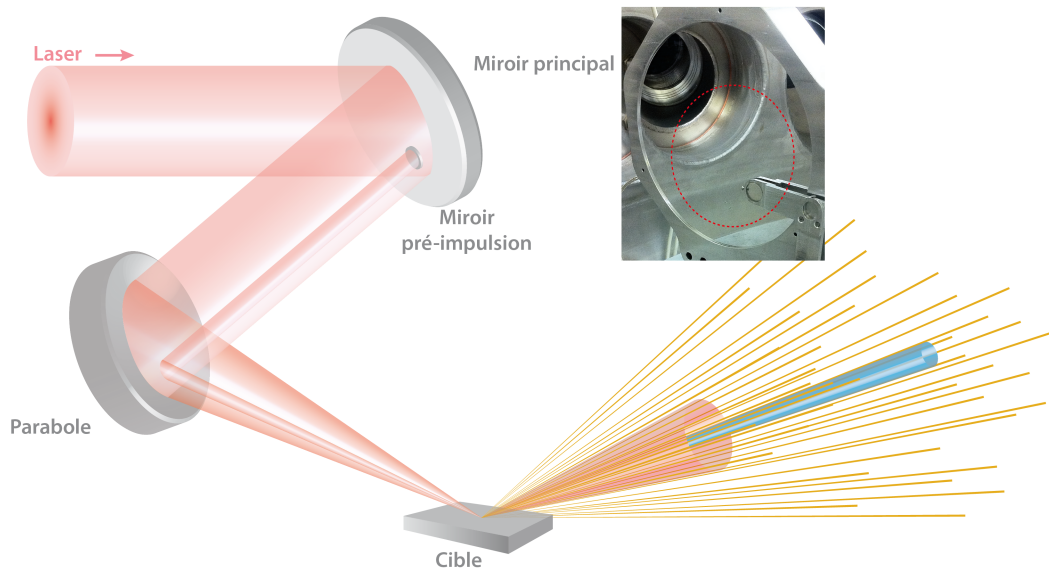


FIGURE 5.3: **Trajet du faisceau laser dans l'enceinte expérimentale** – Le faisceau laser est focalisé par un miroir parabolique sur la cible où a lieu l'interaction. – Un petit miroir situé à l'avant de l'un des miroirs principaux focalise une sous-partie du faisceau avant le reste : c'est une pré-impulsion. – Photo du dispositif expérimental.

Les deux paramètres clefs de l'interaction, qui déterminent les propriétés des harmoniques et électrons générés, sont l'éclairement sur cible a_0 et la longueur du gradient plasma L . Leurs contrôles expérimentaux sont présentés dans les deux sections suivantes.

5.2 Contrôle de l'éclairement laser

5.2.1 Éclairement laser dans le plan focal

Éclairement théorique

Comme illustré en figure 5.2b et 5.3, le faisceau laser est focalisé sur la cible par une parabole de focale f . En l'absence d'aberration, le profil spatial de la tache focale est un sinus-cardinal 2D au carré de largeur spatiale donnée par le rayon d'Airy $r_{Airy} = 1.22\lambda f/\Phi$. Expérimentalement, on approche le profil spatial de l'amplitude de la tache focale (racine de l'intensité) par une gaussienne 2D.

L'enveloppe spatiotemporelle de l'amplitude laser normalisée est définie par les expressions 1.6 et 1.7, page 33. On la rappelle ici :

$$a(\mathbf{r}, t) = a_0 \exp\left[-\frac{\mathbf{r}^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-\frac{2 \ln 2 t^2}{\tau_L^2}\right]$$

Le *waist* w_0 est la demi-largeur à $1/e$ en amplitude ; sa valeur en unité du rayon d'Airy est telle que $\sin w_0 = w_0 e^{-1}$. La solution de cette équation est $w_0 \simeq 0.7$. On en déduit la valeur théorique du waist par l'expression :

$$w_0 = 0.85 \frac{\lambda f}{\Phi} \quad (5.1)$$

L'intensité laser dans le plan focal est alors de forme gaussienne de waist $w_0/\sqrt{2}$:

$$I_L(\mathbf{r}) = I_0 \exp\left[-\frac{2\mathbf{r}^2}{w_0^2}\right]$$

L'intensité maximale I_0 est déterminée par le fait que le produit de l'intégrale d'espace sur la tache focale et de l'intégrale temporelle sur l'impulsion est égale à l'énergie totale $E_0 \simeq 1J$. La valeur de l'intensité maximale I_0 vérifie donc l'expression :

$$E_0 = I_0 \int_{\mathbf{r}} \exp\left[-2\mathbf{r}^2/w_0^2\right] d\mathbf{r} \cdot \int_t \exp\left[-2 \ln 2 t^2/\tau_L^2\right] dt = I_0 w_0^2 \tau_L \sqrt{\pi^3/2^3 \ln 2}$$

On en déduit I_0 en fonction des paramètres laser :

$$I_0 = \sqrt{\frac{8 \ln 2}{\pi^3}} \frac{E_0}{w_0^2 \tau_L}$$

Au final, l'éclairement laser normalisé dans le plan focal a un maximum a_0 donné par l'expression :

$$a_0 = \lambda_{[\mu m]} \sqrt{\frac{I_0[W/cm^2]}{1.37 \cdot 10^{18}}} = \lambda_{[\mu m]} \sqrt[4]{\frac{8 \ln 2}{\pi^3}} \sqrt{\frac{E_0[J]}{w_0^2[cm] \tau_L[s] \cdot 1.37 \cdot 10^{18}}} \quad (5.2)$$

Une application numérique pour les paramètres : $E_0 = 1J$, $\tau_L = 25fs$, $w_0 = 6\mu m$ (pour $f = 500mm$ et $\Phi = 65mm$) donne une estimation de $a_0 \sim 4.5$.

Éclairement expérimental

En réalité, expérimentalement le faisceau laser n'est pas parfaitement *top-hat*, ce qui a tendance à réduire le diamètre équivalent du faisceau. De plus, la focalisation n'est pas exactement en limite de diffraction : une partie de l'énergie est perdue dans les pieds de la tache focale. Enfin, l'énergie laser sur cible $E_0 \simeq 1J$ (en sortie de DMP) est surestimée car toute la chaîne laser a un facteur de transmission qui est loin de 100% (notamment au niveau du compresseur).

Expérimentalement, pour les conditions de l'application numérique (focalisation avec une parabole de focale $f = 500mm$), la mesure de l'énergie totale (plus proche de $500mJ$ sur cible) et du profil d'éclairement, amène à une évaluation de l'amplitude laser normalisée maximum d'environ $a_0 \sim 2$.

5.2.2 Contrôle expérimental

D'après l'expression 5.2 l'éclairement peut être modifié expérimentalement par la variation soit de l'énergie laser E_0 soit de la taille de la tache focale w_0 .

Dans le cadre de cette thèse, trois régimes d'interaction sont étudiés. Le régime non relativiste, $a_0 \ll 1$, faiblement relativiste, $a_0 \sim 1 - 2$, et relativiste, $a_0 > 2$, où l'on étudie respectivement la génération d'harmoniques CWE, d'harmoniques ROM, et d'harmoniques ROM et d'électrons relativistes. Pour se placer dans l'un ou l'autre, nous possédons trois outils de contrôle de l'interaction : un atténuateur, un diaphragme et deux paraboles de focales différentes ($f = 500mm$ et $300mm$). La figure 5.4 présente les taches focales expérimentales en intensité correspondant à chacun des trois régimes.

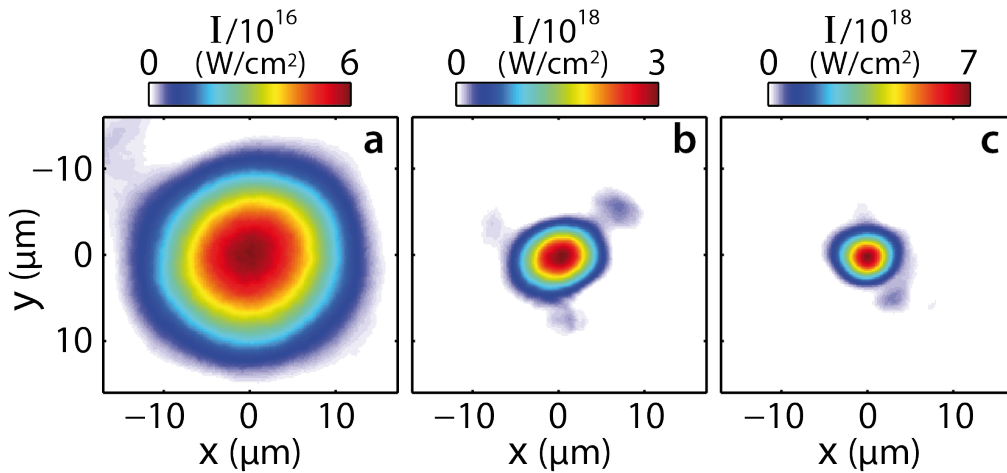


FIGURE 5.4: **Éclairements expérimentaux** – Taches focales expérimentales des trois régimes étudiés au cours de cette thèse. – **a** – Régime non relativiste, waist $w_0 \simeq 14.5\mu m$ ($f = 500m$ et $\Phi = 25mm$), et un éclairement maximal évalué à $a_0 \sim 0.2-0.3$. – **b** – Régime faiblement relativiste, waist $w_0 \simeq 6.2\mu m$ ($f = 500m$ et $\Phi = 65mm$), et un éclairement maximal évalué à $a_0 \sim 1.5-2$. – **c** – Régime relativiste, waist $w_0 \simeq 4.0\mu m$ ($f = 300m$ et $\Phi = 65mm$), et un éclairement maximal évalué à $a_0 \sim 2.3-3.3$.

Contrôle de l'énergie laser E_0

L'énergie laser utilisée peut être variée entre 20% et 100% de l'énergie maximale disponible E_0 à l'aide d'un atténuateur situé après le dernier étage d'amplification. On définit E_L l'énergie laser utilisée en pourcentage de E_0 . L'éclairement maximal est obtenu pour $E_L = 100\%E_0$. Les éclairements donnés par la suite sont toujours pour une énergie laser maximale, sauf si précisé.

Contrôle de la taille de tache focale laser w_0

Régime non relativiste Pour atteindre le régime non relativiste, un diaphragme est placé sur le faisceau, dans l'enceinte expérimentale. Il permet de réduire son diamètre Φ , donc à la fois de diminuer l'énergie laser sur cible par la sélection d'une sous-partie du faisceau et d'augmenter la taille de la tache focale, voir expression 5.1.

En figure 5.4a, pour la parabole de focale $f = 500mm$, le diamètre du diaphragme est environ $\Phi = 25mm$; la mesure du waist expérimental est de $w_0 \simeq 14.5\mu m$. L'éclairement laser maximal est évalué à $a_0 \sim 0.2-0.3$.

Régime faiblement relativiste Le faisceau laser est utilisé dans sa totalité (non diaphragmé), il est focalisé à l'aide de la parabole de focale $f = 500mm$. En figure 5.4b, le waist expérimental est de $w_0 \simeq 6.2\mu m$, et l'éclairement est évalué à $a_0 \sim 1.5-2$.

Régime relativiste Le faisceau laser est utilisé dans sa totalité, il est focalisé à l'aide de la parabole de focale $f = 300mm$. En figure 5.4c, le waist expérimental est de $w_0 \simeq 4.0\mu m$, et l'éclairement est évalué à $a_0 \sim 2.3-3.3$.

5.3 Contrôle et mesure de la longueur de gradient L

Comme présenté en figure 1.1 page 30, lorsque le faisceau laser se réfléchit sur la cible, le profil de densité suivant la normale à la cible z n'est pas parfaitement abrupt (en marche d'escalier) mais est un gradient de plasma supposé exponentiel dont le paramètre de variation L est appelé longueur de gradient, voir expression 1.2. Elle est contrôlée par l'intermédiaire d'une pré-impulsion. Cette section présente puis valide ce principe de contrôle de la longueur de gradient à l'aide de simulations hydrodynamiques. Des mesures expérimentales sont ensuite réalisées.

5.3.1 Contrôle de la longueur de gradient par une pré-impulsion

La figure 5.5 illustre le principe du contrôle de la longueur de gradient par une pré-impulsion.

Principe

L'interaction se fait en deux étapes. Première étape, figure 5.5a, une pré-impulsion est focalisée à la surface de la cible solide à une intensité supérieure à l'intensité d'ionisation $I_{mp} > I_{ion}$. La cible est alors ionisée et le plasma se détend dans le vide suivant la normale à la surface z , panneau b. Deuxième étape, panneau c, ce n'est qu'après un délai τ que l'impulsion principale interagit avec ce pré-plasma détendu et génère des harmoniques et des électrons énergétiques. C'est ce délai τ entre la pré-impulsion et l'impulsion principale qui détermine la détente du plasma donc la longueur de gradient L . Il est nommé *délai d'expansion*.

Mise en place expérimentale

Comme illustré en figure 5.3, la pré-impulsion est créée grâce à un petit miroir positionné en avant d'un des miroirs principaux du laser, à une distance d_{mp} . Ce miroir sélectionne une sous-partie du faisceau qui se focalise sur la cible avant le reste du faisceau laser. Le délai

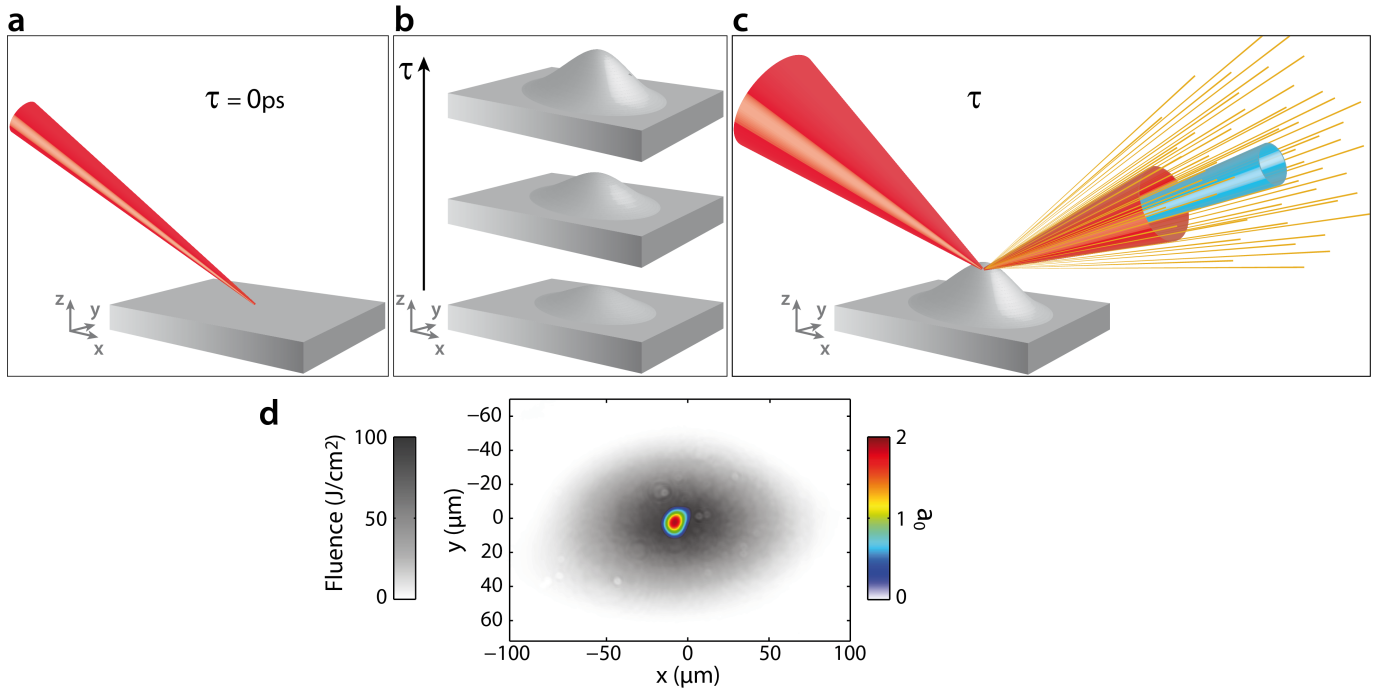


FIGURE 5.5: Principe du contrôle de la longueur de gradient du plasma par une pré-impulsion – **a** – Focalisation d’une pré-impulsion sur la cible solide à une intensité supérieure au seuil d’ionisation. – **b** – Le plasma ainsi créé se détend dans le vide suivant la normale z . – **c** – Après un délai d’expansion τ , l’impulsion principale se réfléchit sur ce pré-plasma en générant des harmoniques d’ordre élevé et un faisceau d’électrons accélérés. – **d** – Taches focales expérimentales de la pré-impulsion en fluence, niveau de gris, et de l’impulsion principale en éclairissement, focalisées par la parabole de focale $f = 500\text{mm}$.

d’expansion τ est contrôlé par la distance relative entre les deux miroirs d_{mp} , relié par la vitesse de la lumière c dans l’expression :

$$\tau = \frac{d_{mp}}{c} 2 \cos \pi/4 \quad (5.3)$$

Le paramètre d’interaction L est maîtrisé par le paramètre de contrôle expérimental d_{mp} .

En figure 5.5d sont présentées les taches focales expérimentales de la pré-impulsion, en niveaux de gris, et de l’impulsion principale, en couleurs, focalisées par la parabole de focale $f = 500\text{mm}$. La grandeur pertinente pour la formation du plasma n’est pas l’intensité sur cible mais le dépôt total d’énergie : d’où l’utilisation d’une échelle de couleur en fluence $F = I\tau$ en J/cm^2 pour représenter la tache focale pré-impulsion .

Le diamètre du faisceau pré-impulsion $\Phi_{mp} \simeq 10\text{mm}$ étant beaucoup plus faible que celui du faisceau total $\Phi \simeq 65\text{mm}$, sa tache focale est nettement plus grande que celle de l’impulsion principale (voir équation 5.1). Expérimentalement, avec les paraboles de focales $f = 500\text{mm}$ et $f = 300\text{mm}$, les taches focales pré-impulsions sont mesurées de waists moyens respectifs $w_0 \simeq 45\mu\text{m}$ et $30\mu\text{m}$ pour des fluences maximales de $F_0 \simeq 90\text{J}/\text{cm}^2$ et $200\text{J}/\text{cm}^2$.

5.3.2 Simulations hydrodynamiques de la détente du pré-plasma vers le vide

Le profil de densité du pré-plasma en expansion vers le vide n’est pas exactement exponentiel comme décrit en équation 1.2 page 29. En effet, pour arriver à cette expression, nous avons fait l’hypothèse forte d’un plasma homogène isotherme infini pour $z < 0$. Un autre modèle dit de détente adiabatique [67], prend en compte le refroidissement du plasma au cours de l’expansion.

Il aboutit à des profils différents d'une fonction exponentielle. Par exemple, ce modèle reproduit le front d'expansion du plasma (pour une détente isotherme, il y a une densité non nulle pour $z = \infty$ dès le début de l'expansion, $\tau = 0^+$, ce qui n'est pas physique). Cependant, même ce modèle comprend encore une hypothèse forte, à savoir que le plasma initial est infini pour $z < 0$.

Dans la réalité, il est essentiel de considérer deux processus importants lors de l'expansion qui font que le profil de densité ne peut pas se représenter par une simple fonction exponentielle. D'une part, du côté de l'interface vide-plasma, le plasma en expansion se refroidit. D'autre part, à l'arrière du plasma, la cible est solide et le plasma perd une partie de son énergie à l'ioniser couche après couche. Pour rendre compte de ces deux effets, nous allons utiliser des simulations hydrodynamiques 1D. Les détails de ce travail sont donnés en annexe A.

Le code ESTHER

Le code ESTHER – EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement –, développé au CEA DAM / DPTA [68], est un code lagrangien 1D qui permet d'étudier l'évolution d'empilement de milieux différents qui passent de la phase solide à la phase plasma sous l'effet d'une impulsion laser intense. Il prend en compte de très nombreuses données thermodynamiques allant du solide au plasma.

Simulations d'expansion du pré-plasma

À l'aide de ce code, on simule le dépôt d'énergie pour un laser de fluence $F_{[J/cm^2]} \in [0.25, 375]$ sur un temps court $\tau_L = 25fs$ à une longueur d'onde $\lambda = 800nm$ avec un angle d'incidence $i = 55^\circ$ et une polarisation p , sur une cible solide de SiO_2 de densité solide $\rho = 2.2g/cm^3$ de profil en marche d'escalier : ρ si $z < 0$ et 0 sinon. La durée de la simulation est $\tau = 3ps$.

En annexe A, tous les profils de densité $n(z, F, \tau)$ obtenus sont approchés, avec une très bonne précision, par l'expression suivante :

$$n(z, F, \tau) = n_c \exp \left[a - \frac{z}{L} + c \exp \left[-\frac{z}{l} \right] \right] \quad \text{pour } n(z, F, \tau) \in [n_{min}, n_{max}] \quad (5.4)$$

Les paramètres a , L , c , l , n_{min} , et n_{max} sont ajustés par des polynômes en fonction de la fluence $F_{[J/cm^2]} \in [0.25, 375]$ et du délai d'expansion $\tau \in [50fs, 3ps]$. Ces polynômes sont énumérés aux expressions A.6 page 221. La fluence et le temps d'expansion (F, τ) sont les paramètres expérimentaux qui contrôlent le profil du pré-plasma. Tous les profils de densité issus des simulations hydrodynamiques présentés pour la suite de ce manuscrit sont ceux donnés par l'équation 5.4.

Expansion du pré-plasma

Simulations La figure 5.6 présente les profils 1D de densité du pré-plasma détendu dans le vide, suivant la normale à la cible, déduits des simulations hydrodynamiques en fonction des deux paramètres de contrôle (F, τ) .

Les panneaux **a** à **c** présentent les profils pour une fluence de $F = 100J/cm^2$ et différents délais d'expansion $\tau \in [50fs, 3ps]$. Les panneaux **d** à **f** les présentent pour un délai d'expansion $\tau = 2ps$ et différentes fluences pré-impulsion $F_{[J/cm^2]} \in [0.25, 375]$.

Les panneaux **a** et **b** montrent différents profils 1D de densité, $\ln n(z)/n_c$, en fonction de la position suivant la normale à la cible. Les panneaux **b** et **e** illustrent les mêmes profils sur

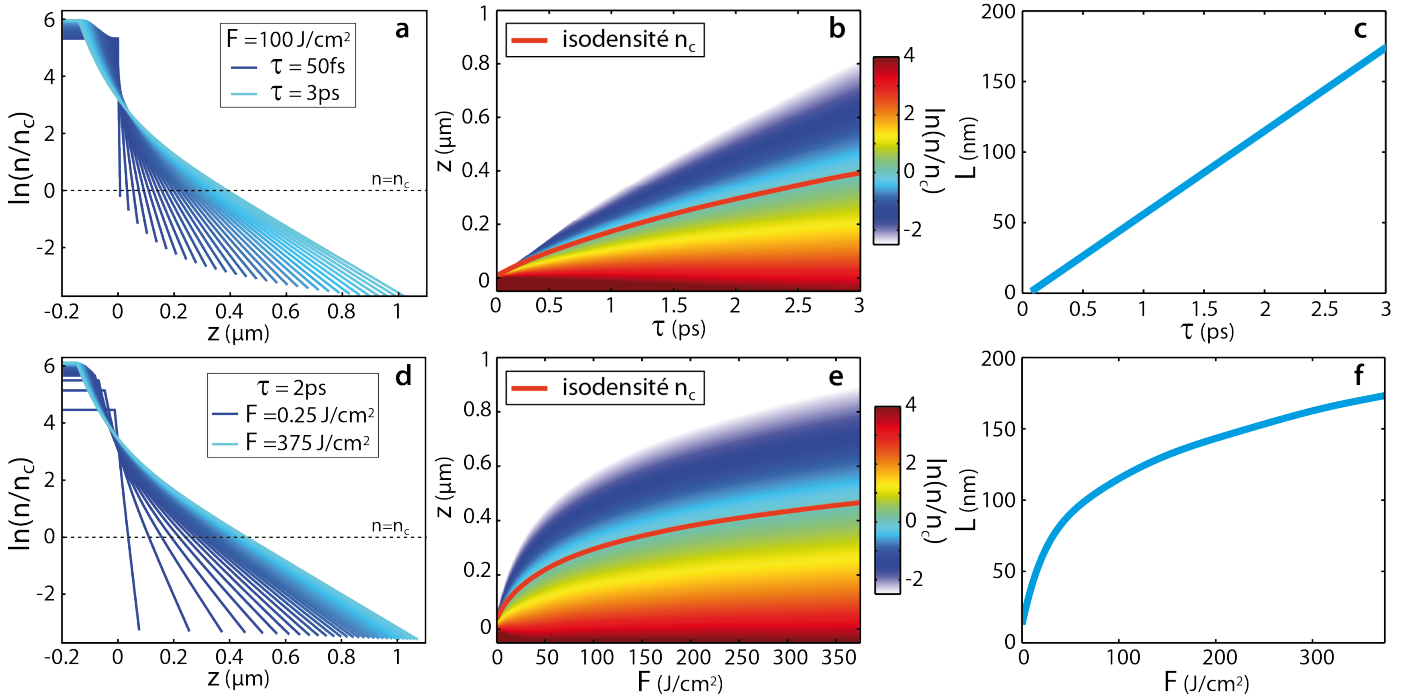


FIGURE 5.6: **Profils de densité théoriques du pré-plasma détendu** – a/d – Profils de densité suivant la normale à la cible z obtenus par simulations hydrodynamiques 1D pour : panneau a, différents délais d’expansion $\tau \in [50 \text{ fs}, 3 \text{ ps}]$ et une même fluence pré-impulsion $F = 100 \text{ J/cm}^2$; panneau d, pour différentes fluences $F_{[\text{J/cm}^2]} \in [0.25, 375]$ et un délai d’expansion $\tau = 2 \text{ ps}$. – b/e – Mêmes grandeurs illustrées dans un plan en échelle de couleur. Isodensité $z[n = n_c]$ superposée en trait plein. – c/f – Longueur de gradient L (facteur de variation de la partie exponentielle des profils de densité, équation 5.4) en fonction, panneau c, du délai d’expansion pour une fluence $F = 100 \text{ J/cm}^2$ et, panneau f, de la fluence pour un délai $\tau = 2 \text{ ps}$.

une carte 2D en fonction de z et du paramètre qui varie (τ ou F). L’isodensité $z[n = n_c]$ est superposée en trait plein. Enfin les panneaux c et f présentent la longueur de gradient L , voir équation 5.4, en fonction du paramètre qui varie. Plus la fluence et le temps d’expansion sont élevés, plus le plasma est détendu.

Comportement de l’expansion On observe deux types de profils en figures 5.6a et d. À gradient très court $L \lesssim 40 \text{ nm}$, le profil de densité est très proche d’un profil exponentiel :

$$n(z) = n_0 e^{-z/L} \quad (5.5)$$

avec $n_0 \simeq n_{max}$; dans l’équation 5.4 : $b = 0$ et l est indéfini.

À gradient long $L \gtrsim 120 \text{ nm}$, le profil comporte deux parties : pour $n < 10n_c$ (équivalent à $\ln n/n_c < 2$), une partie exponentielle avec $n_0 \neq n_{max}$, voir les parties linéaires sur les courbes bleues claires; pour $n > 10n_c$, une partie qui s’éloigne très significativement d’un profil exponentiel (par un facteur $b e^{-z/l}$).

n_0 est la densité de la partie exponentielle en $z = 0$. On la nomme pour la suite de cette thèse *densité d’inflexion* car elle représente le point d’inflexion en $z = 0$ entre la densité du plasma qui augmente en fonction du délai d’expansion pour $z > 0$, et la densité de la cible qui diminue pour $z < 0$ par rapport à sa valeur initiale. À gradient très court $L \lesssim 40 \text{ nm}$, $n_0 \simeq n_{max} = 400n_c$, puis sa valeur diminue progressivement : pour $L \simeq 80\text{-}100 \text{ nm}$, $n_0 \sim 40\text{-}60n_c$ (soit $\ln n_0/n_c \sim 3.5\text{-}4$), et à gradients longs $L \gtrsim 120 \text{ nm}$, $n_0 \sim 20\text{-}40n_c$ (soit $\ln n_0/n_c \sim 3\text{-}3.5$).

Longueur de gradient L

Approche exponentielle Pour plus de simplicité lors des simulations PIC et des comparaisons aux modèles analytiques d'interaction laser-plasma le profil du pré-plasma est supposé exponentiel, expression 5.5. La longueur de gradient L est alors, avec la densité n_0 , le paramètre principal pour le décrire.

À gradient court, l'approximation exponentielle est valide, et L décrit l'intégralité du profil de densité. À gradient long, L représente la variation du profil de densité autour des densités critique n_c et de réflexion du laser $n_c \cos^2 i \sim 0.33n_c$.

Délai d'expansion La longueur de gradient L est linéaire avec le délai d'expansion τ quelque soit la fluence, comme illustré en figure 5.6c pour $F = 100 J/cm^2$. On peut définir la vitesse d'expansion du plasma vers le vide par l'expression :

$$v_L = \frac{L}{\tau} \quad (5.6)$$

Celle-ci ne dépend que de la fluence.

Vitesse d'expansion En figure 5.6f est présentée la longueur de gradient L après un délai d'expansion $\tau = 2ps$ en fonction de la fluence. En la divisant par τ , on déduit la *vitesse d'expansion* $v_L = L/\tau$ en fonction de la fluence, présentée en figure 5.7. On note ici cette vitesse v_L et non c_s (comme en équation 1.2 ou dans [52]), car pour un modèle d'expansion non isotherme, c_s et L/τ ne sont plus identiques, voir annexe A.

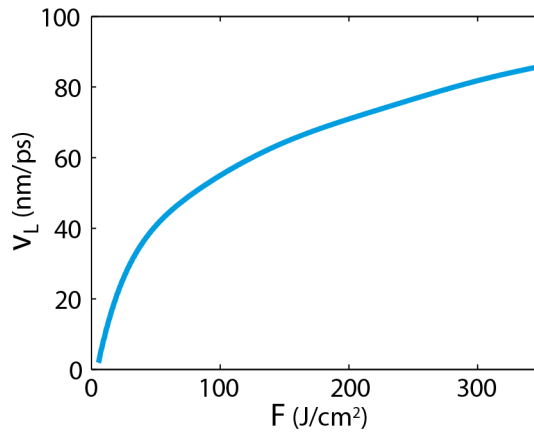


FIGURE 5.7: **Vitesse d'expansion du pré-plasma** – Vitesse d'expansion $v_L = L/\tau$ du pré-plasma vers le vide en fonction de la fluence pré-impulsion, obtenue par simulations hydrodynamiques.

La courbe s'approche au premier ordre par une fonction racine entre $F = 0 J/cm^2$ et $200 J/cm^2$ ($v_{L[nm/ps]} \simeq 5.6\sqrt{F_{[J/cm^2]}}$) cette propriété sera utilisée plus loin.

Il faut noter les valeurs théoriques importantes pour les fluences pré-impulsions expérimentales obtenues avec les paraboles de focales $f = 500mm$ et $300mm$:

$$\text{pour } F = 90 J/cm^2, \quad \text{on a } [v_L]_{th} = 50 nm/ps \quad (5.7)$$

$$\text{pour } F = 200 J/cm^2, \quad \text{on a } [v_L]_{th} = 70 nm/ps \quad (5.8)$$

Profil 2D d'expansion du pré-plasma

Les dimensions d'expansion du gradient de quelques centaines de nanomètres sont beaucoup plus faibles que les dimensions de la tache focale pré-impulsion : on néglige les effets 2D de l'expansion. Ainsi, la juxtaposition de profils 1D d'expansion du pré-plasma issus des simulations hydrodynamiques $n(z, F, \tau)$ permet de déterminer le profil de densité plasma 2D à partir du profil de fluence de la pré-impulsion $F(x)$ à la surface de la cible. La figure 5.8 présente au panneau **a** un profil de fluence $F(x)$ dans le plan de la cible supposé gaussien de waist $w_0 = 50\mu\text{m}$ et de fluence maximale $F_0 = 100\text{J}/\text{cm}^2$. Le profil 2D résultant $n(z, x) = n(z, F(x), \tau)$ issu des simulations hydrodynamiques est présenté au panneau **b** après un délai d'expansion $\tau = 2.3\text{s}$. L'isodensité $z[n_c](x)$ est superposée en trait plein.

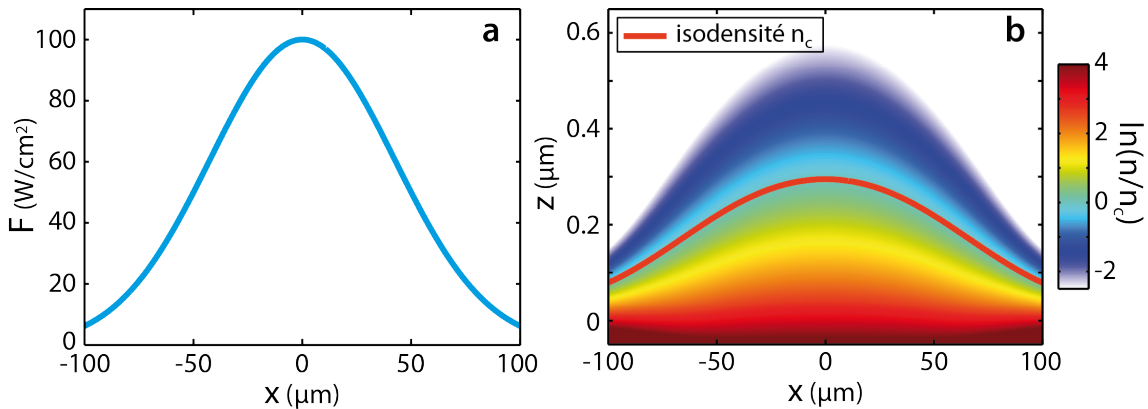


FIGURE 5.8: **Profil 2D d'expansion du pré-plasma** – **a** – Profil simulé gaussien de fluence de la pré-impulsion suivant la direction x transverse à la propagation : $w_0 = 50\mu\text{m}$, et $F_0 = 100\text{J}/\text{cm}^2$. – **b** – Profil 2D de densité du pré-plasma détendu après un délai $\tau = 2.3\text{ps}$ obtenu par la juxtaposition de profils 1D déduits de simulations hydrodynamiques à partir des fluences du panneau **a**.

La taille de la tache focale pré-impulsion étant beaucoup plus grande que celle de l'impulsion principale, voir figure 5.5c. Ainsi, on suppose que la longueur de gradient est constante sur la taille de la tache focale de l'impulsion principale $L(x) = L$. Dans cette situation, nous parlerons pour la suite de ce mémoire de *gradient lisse* : $n(x, y, z) = n(z)$.

5.3.3 Mesure expérimentale de la détente du pré-plasma vers le vide

Principe de la mesure

Dispositif expérimental Plusieurs schémas de mesure de l'expansion d'un plasma dense à la surface d'une cible solide existent. Le plus utilisé est celui d'interférométrie dans le domaine des fréquences [69]. Ici, nous utilisons une méthode plus simple à mettre en œuvre. Elle a été développée récemment au LOA [70]. Son principe est illustré en figure 5.9.

Pour créer un faisceau sonde, un masque d'amplitude est placé sur le trajet du faisceau laser principal, panneau **a**, et on mesure simplement le profil angulaire du faisceau réfléchi à l'aide d'un diffuseur imagé sur une caméra CCD. Le masque d'amplitude est choisi tel que la tache focale soit composée de différentes sous-parties dont une unique est superposée à la tache focale pré-impulsion, voir panneau **b**. Du fait de l'expansion du pré-plasma, cette sous-partie de la tache focale subit un déphasage $\varphi(\tau)$ qui augmente avec le délai d'expansion τ . Pour des déphasages particuliers correspondants à $\varphi_{inv} = (2p + 1)\pi$ (avec $p \in \mathbb{N}$), la figure de diffraction mesurée s'inverse, voir panneau **c**, puis redevient identique à celle initiale pour $\varphi_{inv} = 2p\pi$. Ces

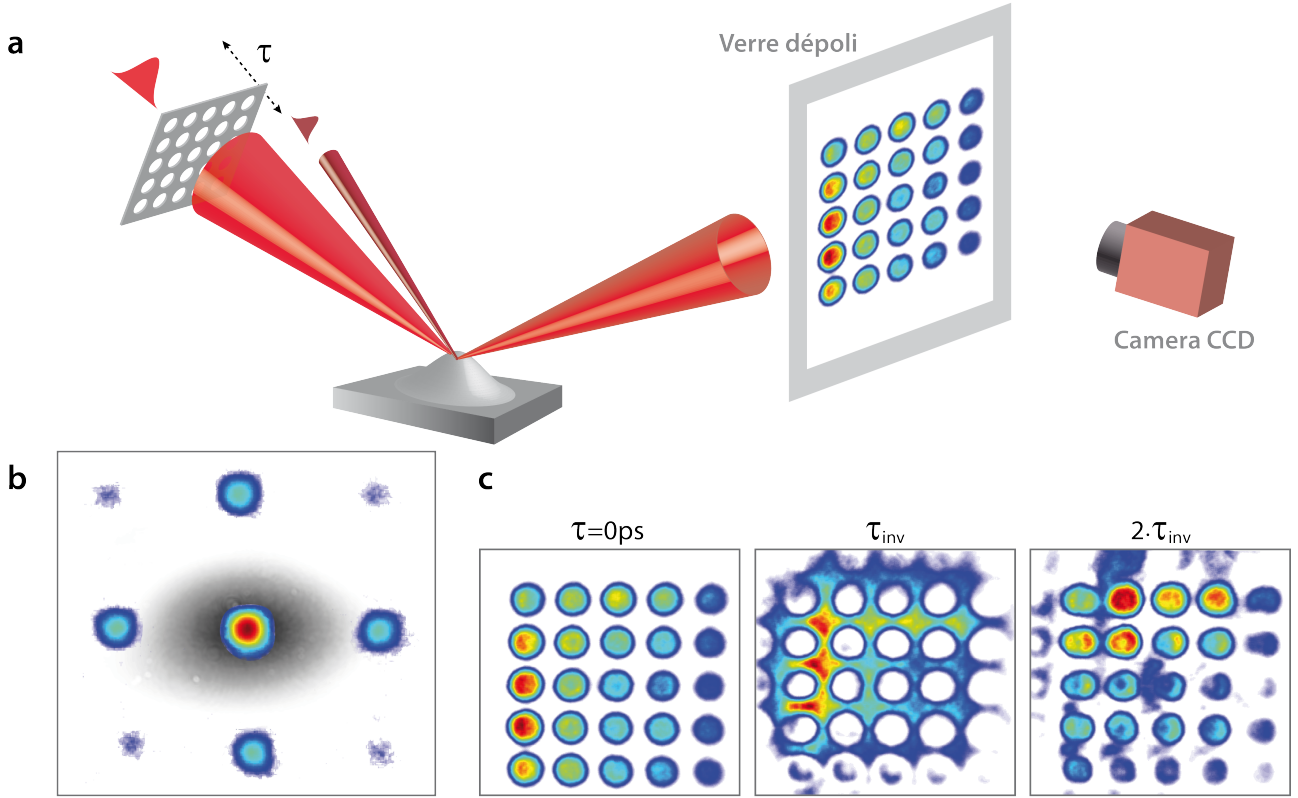


FIGURE 5.9: **Principe de mesure expérimentale de l'expansion du pré-plasma** – **a** – La pré-impulsion ionise la cible. Après un délai d'expansion τ , l'impulsion principale, mise en forme par un masque d'amplitude, se réfléchit sur le pré-plasma, diffracte puis est diffusée sur un verre dépoli imagé sur une caméra CCD. – **b** – Taches focales pré-impulsion, en gris, et sonde, en couleur. – **c** – La différence de phase induite par le plasma détendu sur la sous-partie centrale de la tache focale varie avec le délai d'expansion. Le motif périodique d'intensité du faisceau sonde s'inverse pour certains délais τ_{inv} .

inversions correspondent à des expansions du pré-plasma $\delta z \propto \varphi/k_0$ connus. La mesure des délais τ_{inv} permet de déduire la vitesse d'expansion du pré-plasma.

Remarque : il est important que l'éclairement sur cible de la sonde soit faible pour ne pas modifier le miroir plasma (enfouissement par la pression de radiation en régime relativiste). Typiquement ici, l'éclairement maximal est environ $a_0 \simeq 0.1$.

Longueurs de gradient des inversions L_{inv} La figure 5.10a présente le chemin optique de trois rayons de chaque sous-partie de la tache focale. En fonction de l'angle d'incidence i , le déphasage de la partie qui se réfléchit sur le plasma détendu par rapport aux autres est :

$$\varphi = k_0 2\delta z \cos i = 4\pi \cos i \delta z / \lambda$$

Sachant qu'à chaque inversion, on a $\varphi = p\pi$ (avec $p \in \mathbb{N}$); les profondeurs d'inversion sont données par :

$$\delta z_{inv} = p\lambda / 4 \cos i$$

La densité de réflexion du laser est $n_c \cos^2 i$. La mesure de δz est alors la position suivant z de cette densité de réflexion par rapport $z = 0$ (position de la cible non détendue). En supposant le profil plasma exponentiel, équation 5.5, on a $n_c \cos^2 i = n_0 \exp[-\delta z/L]$. Ainsi, chaque inversion a lieu pour des longueurs de gradient L_{inv} données par l'expression :

$$L_{inv} = -\frac{\delta z_{inv}}{\ln(n_c \cos^2 i / n_0)} = -\frac{p \lambda}{4 \cos i \ln(n_c \cos^2 i / n_0)} \quad (5.9)$$

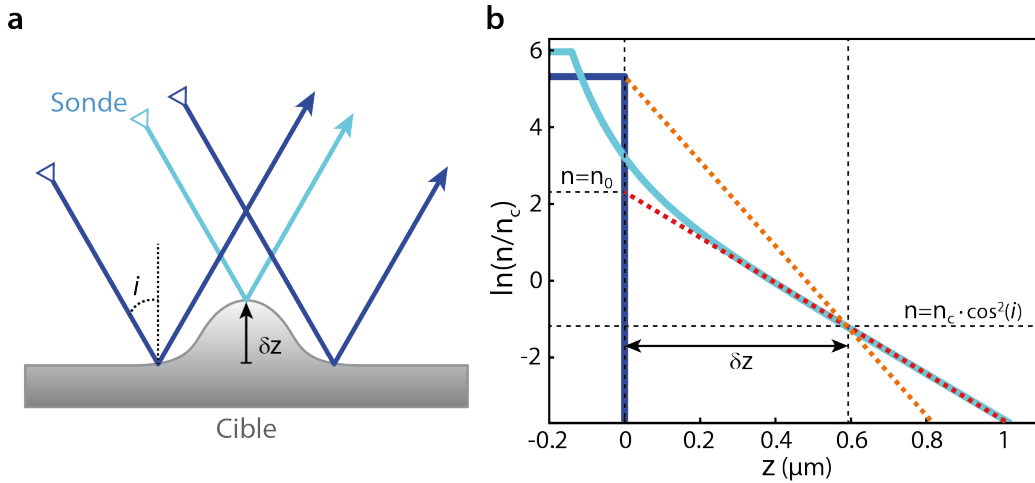


FIGURE 5.10: **Approche par un profil exponentiel** – **a** – Illustration de la différence de phase entre le centre du faisceau principal et les parties extérieures en fonction de δz , position de la densité de réflexion. – **b** – Trait plein bleu clair, profil de densité sur laquelle la partie centrale du faisceau sonde se réfléchit. Trait plein bleu foncé, profil de densité sur laquelle les autres parties du faisceau sonde se réfléchissent. δz : différence entre les positions de la densité de réflexion $n_c \cos^2 i$. Trait pointillé, profil exponentiel hypothétique pour $n_0 = n_{max}$, orange, et $n_0 < n_{max}$, rouge.

La mesure permet de déterminer les délais d'inversion τ_{inv} et donc de déterminer expérimentalement la vitesse d'expansion du pré-plasma, via l'équation 5.6 qui devient :

$$[v_L]_{XP} = \frac{L_{inv}}{\tau_{inv}} \quad (5.10)$$

Densité d'inflexion Le choix de la densité d'inflexion n_0 est capital pour l'évaluation de L à partir de δz_{inv} . En effet, la mesure est réalisée pour des gradients longs, dans ce cas le profil de densité n'est plus parfaitement exponentiel. Comme l'illustre la figure 5.10b, si on considère $n_0 = n_{max}$, voir trait pointillé orange, la longueur de gradient est significativement sous-estimée, par rapport à un choix de $n_0 \ll n_{max}$ plus proche de la situation physique réelle : le trait pointillé rouge reproduit le profil de densité (trait plein bleu clair) autour de la densité critique. Suivant que l'on considère $n_0 = 400n_c$ ou $n_0 = 20n_c$, l'écart sur la longueur de gradient déduite est un facteur $\ln 400 / \ln 20 = 2$. Pour la suite, on choisit $n_0 = 40n_c$, voir annexe A.

Mesures expérimentales

En fonction de la fluence pour un angle d'incidence $i=55^\circ$ Trois profils angulaires expérimentaux du faisceau réfléchi sont présentés en figure 5.9c. Pour chaque profil, on calcule la différence ΔI d'intensité entre les *ronds* (illuminés pour $\tau = 0ps$, et $2\tau_{inv}$) et le reste (illuminé en τ_{inv}). La figure 5.11a présente ΔI en fonction du délai τ pour trois atténuations laser différentes : $E_L = 100\%$, 70% et $40\%E_{max}$. La fluence maximale pré-impulsion est $F_0 = 90J/cm^2$. ΔI oscille, les inversions correspondent aux maxima et minima locaux. On constate que plus la fluence est élevée, plus les inversions ont lieu à des délais τ courts, ce qui montre que la vitesse d'expansion est plus élevée.

À partir des délais d'inversion, en connaissant les longueurs de gradient correspondantes par l'expression 5.9, on en déduit les vitesses expérimentales d'expansion du gradient L_{inv}/τ_{inv} en figure 5.11b, tracées en fonction de la fluence pré-impulsion $F_0 E_L / E_{max}$. Celles-ci sont comparées aux vitesses théoriques de la figure 5.7.

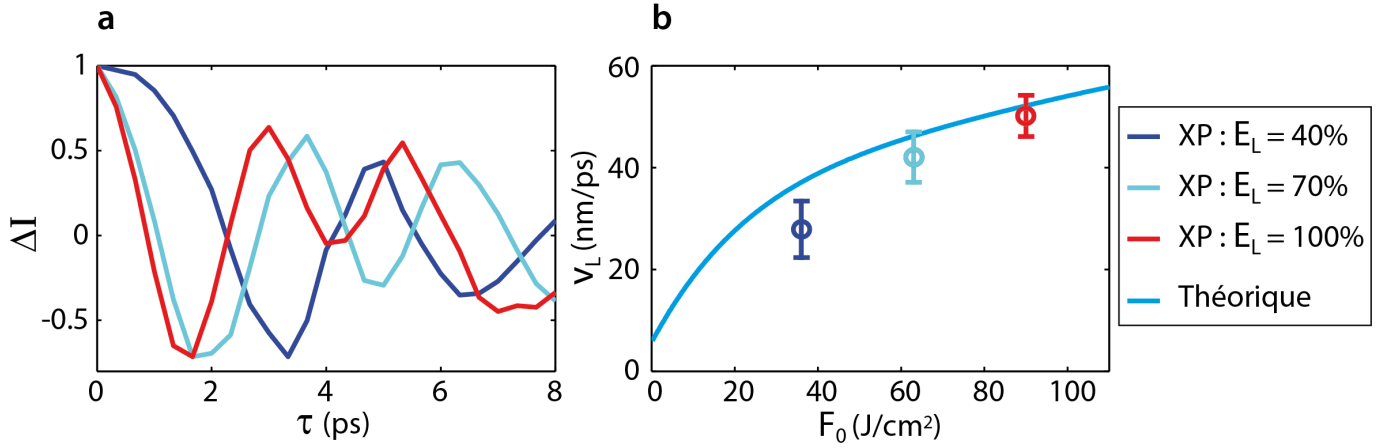


FIGURE 5.11: **Vitesses d'expansion expérimentales** – **a** – Mesures expérimentales de la différence d'intensité ΔI en fonction du délai d'expansion τ pour trois fluences différentes : 40%, 70%, et 100% de $F_0 = 90 J/cm^2$, en bleu foncé, clair, et rouge. – **b** – Points, déduction, par les délais d'inversion du panneau **a** et les expressions 5.9 et 5.10, des vitesses d'expansion expérimentales du pré-plasma en fonction de la fluence. Trait plein, vitesses déduites des simulations hydrodynamiques de la figure 5.7.

L'expérience réalisée avec la parabole de focale 300mm permettent d'atteindre des fluences pré-impulsion plus élevées de l'ordre de $200 J/cm^2$. Les mesures expérimentales des vitesses d'expansion avec chaque parabole donnent :

$$\text{pour } F = 90 J/cm^2, \quad \text{on a } [v_L]_{XP} = 50.1 nm/ps \pm 4 nm/ps \quad (5.11)$$

$$\text{pour } F = 200 J/cm^2, \quad \text{on a } [v_L]_{XP} = 69.6 nm/ps \pm 6 nm/ps \quad (5.12)$$

Les valeurs expérimentales sont en très bon accord avec celles obtenues par simulations hydrodynamiques, voir équations 5.7 et 5.8. On retrouve la tendance en racine de la fluence. L'écart est peut-être dû à la valeur de n_0 choisie constante qui varie probablement avec L et F . Des études complémentaires sont en cours.

En fonction de l'angle d'incidence La même étude dans les mêmes conditions a été réalisée en fonction de l'angle d'incidence pour $i \in [35^\circ, 70^\circ]$. En supposant la densité d'inflexion égale pour tous les angles $n_0 = 40.n_c$, les vitesses d'expansion expérimentales sont présentées en figure 5.12.

Celle-ci diminue lentement avec l'angle d'incidence du fait de la diminution de la fluence avec l'angle d'incidence (fluence différente dans le plan focal et le plan cible, voir figure 1.4). Une étude plus complète à l'aide du code hydrodynamique est nécessaire pour comparer cette tendance avec la théorie, et pour évaluer si l'hypothèse $n_0 \simeq 40n_c$ reste valide à tous les angles.

5.4 Diagnostics expérimentaux

Dans le cadre de cette thèse, l'interaction laser-plasma est étudiée depuis le régime non relativiste $a_0 \ll 1$ jusqu'au régime relativiste $a_0 > 3$ par l'intermédiaire de trois mécanismes : la génération d'harmoniques CWE en régime non relativiste, la génération d'harmoniques ROM en régimes faiblement relativiste à relativiste $a_0 \sim 1-3$, et l'accélération d'électrons vers le vide en régime relativiste. Deux diagnostics principaux sont utilisés : un spectromètre XUV et un spectromètre à électrons, tous deux résolus angulairement.

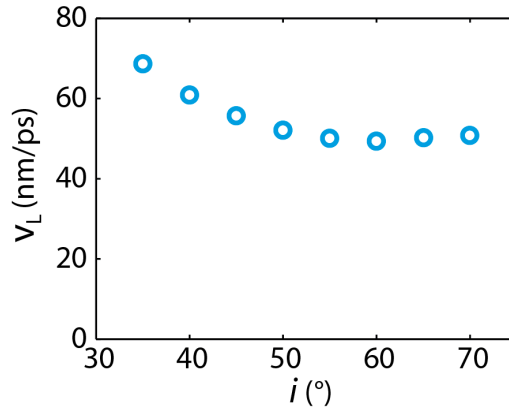


FIGURE 5.12: **Vitesses d'expansion expérimentales en fonction de l'angle d'incidence** – Vitesses d'expansion du pré-plasma déduites, comme en figure 5.11, des mesures pour différents angles d'incidence $i \in [35^\circ, 70^\circ]$, pour une fluence pré-impulsion $F_0 = 90 J/cm^2$.

5.4.1 Mesure des harmoniques d'ordre élevé

Le spectromètre XUV permet de mesurer le profil angulaire du faisceau harmonique résolu spectralement. Il est composé d'une fente, d'un réseau focalisant, et d'un scintillateur (galettes de microcanaux couplées à un écran phosphore) imagé sur une caméra CCD, comme illustré en figure 5.13.

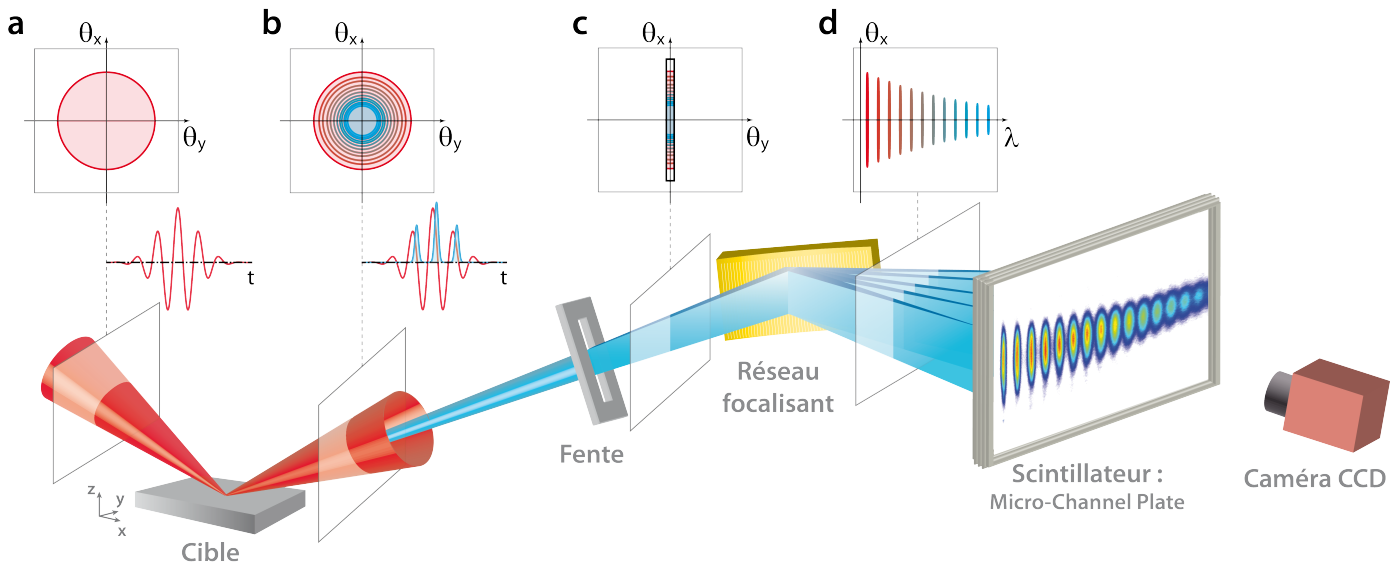


FIGURE 5.13: **Spectromètre XUV** – Le faisceau laser **a** se réfléchit sur la cible. Des harmoniques d'ordre élevé sont générés dans la direction spéculaire **b**. La fente d'entrée du spectromètre sélectionne une coupe dans la partie centrale du faisceau, **c**. Celle-ci est alors dispersée, et focalisée dans le plan de dispersion, par un réseau sur un scintillateur, **d**. Ce scintillateur est imagé en face arrière sur une caméra CCD placée en dehors de l'enceinte.

Panneau a Le laser se focalise sur la cible.

Panneau b Le faisceau réfléchi est déformé. Des harmoniques d'ordre élevé, moins divergents, se propagent dans la direction spéculaire.

Dans le plan focal de réflexion, on définit le champ spatial de chaque harmonique d'ordre n par : $H_n(x, y)$. Le spectromètre est situé assez loin (entrée à 20cm de la cible) pour que l'approximation de Fraunhofer soit valable. La propagation du faisceau se décrit alors par la transformée de Fourier spatiale de l'amplitude complexe :

$$\widehat{H}_n(k_x, k_y) = \text{TF}[H_n] = \int \int H_n(x, y) e^{jk_x x + jk_y y} \cdot dx dy$$

Les angles, dit de *divergence*, transverses à la propagation θ_x et θ_y sont reliés aux k_x , k_y par l'expression :

$$k_x = k_n \tan \theta_x \simeq 2\pi/\lambda_n \theta_x = 2\pi n/\lambda \theta_x \quad (5.13)$$

où $\lambda_n = \lambda/n$ est la longueur d'onde de l'harmonique d'ordre n .

Panneau c La fente d'entrée du spectromètre, à environ 20cm de la cible, sélectionne la partie centrale du faisceau réfléchi, suivant la direction y . La largeur de la fente est environ $l = 1\text{mm}$; son acceptation angulaire est $\theta_y \in [-\theta_0/2, \theta_0/2]$ avec $\theta_0 \simeq 1/200 = 5\text{mrad}$. Dans l'espace des k_y , on note cet intervalle κ_y .

Panneau d Le réseau du spectromètre sépare les longueurs d'onde des différents harmoniques dans la direction y tout en les focalisant suivant cette même direction à une distance de 24cm. Dans le plan focal du réseau on place un scintillateur (galette de microcanaux associées à un écran phosphore) imagé par une caméra située en dehors de l'enceinte à vide. Le signal obtenu dépend uniquement de l'intensité incidente, aucune information sur la phase spatiale du champ n'est obtenue.

Le réseau focalisant a pour effet d'intégrer le signal sur la direction y . La mesure finale se met sous la forme :

$$I_n(k_x) = \int_{k_y \in \kappa_y} |\widehat{H}_n(k_x, k_y)|^2 \cdot dk_y \quad (5.14)$$

Une image obtenue sur la caméra CCD est résolue en angle θ_x dans une direction (acceptance angulaire de $\Delta\theta_x \simeq 140\text{mrad}$) et en longueur d'onde λ suivant l'autre direction : c'est le **profil angulaire du faisceau harmonique résolu spectralement**. Le scintillateur est placé de façon à observer les longueurs d'onde $\lambda \in [5\text{nm}, 80\text{nm}]$, c'est-à-dire les harmoniques d'ordres $n \in [11, 160]$.

5.4.2 Mesure du faisceau d'électrons accélérés vers le vide

La figure 5.14 présente les deux types de mesure qui sont réalisées sur les électrons accélérés vers le vide en régime ultra-relativiste : la mesure du profil angulaire 2D du faisceau $C(\theta_x, \theta_y)$, panneau **a**, et celle du profil angulaire 1D résolu en énergie $C(\theta_x, E)$, panneau **b**.

Mesure de la charge angulaire 2D, panneau a

À environ 20cm de la cible est placé un scintillateur. C'est un écran lanex utilisé classiquement en radiographie. Grâce à du phosphore, il convertit l'intensité du faisceau d'électrons énergétiques, incident en face avant, en un rayonnement lambertzien lumineux autour de $\lambda \sim 550\text{nm}$ en face arrière. Cette face est imagée sur une caméra CCD avec un filtre qui sélectionne uniquement la longueur d'onde d'émission du lanex $\delta\lambda < 10\text{nm}$. Pour ne pas gêner la mesure, le faisceau laser réfléchi est filtré grâce à une fine feuille d'aluminium. La réponse

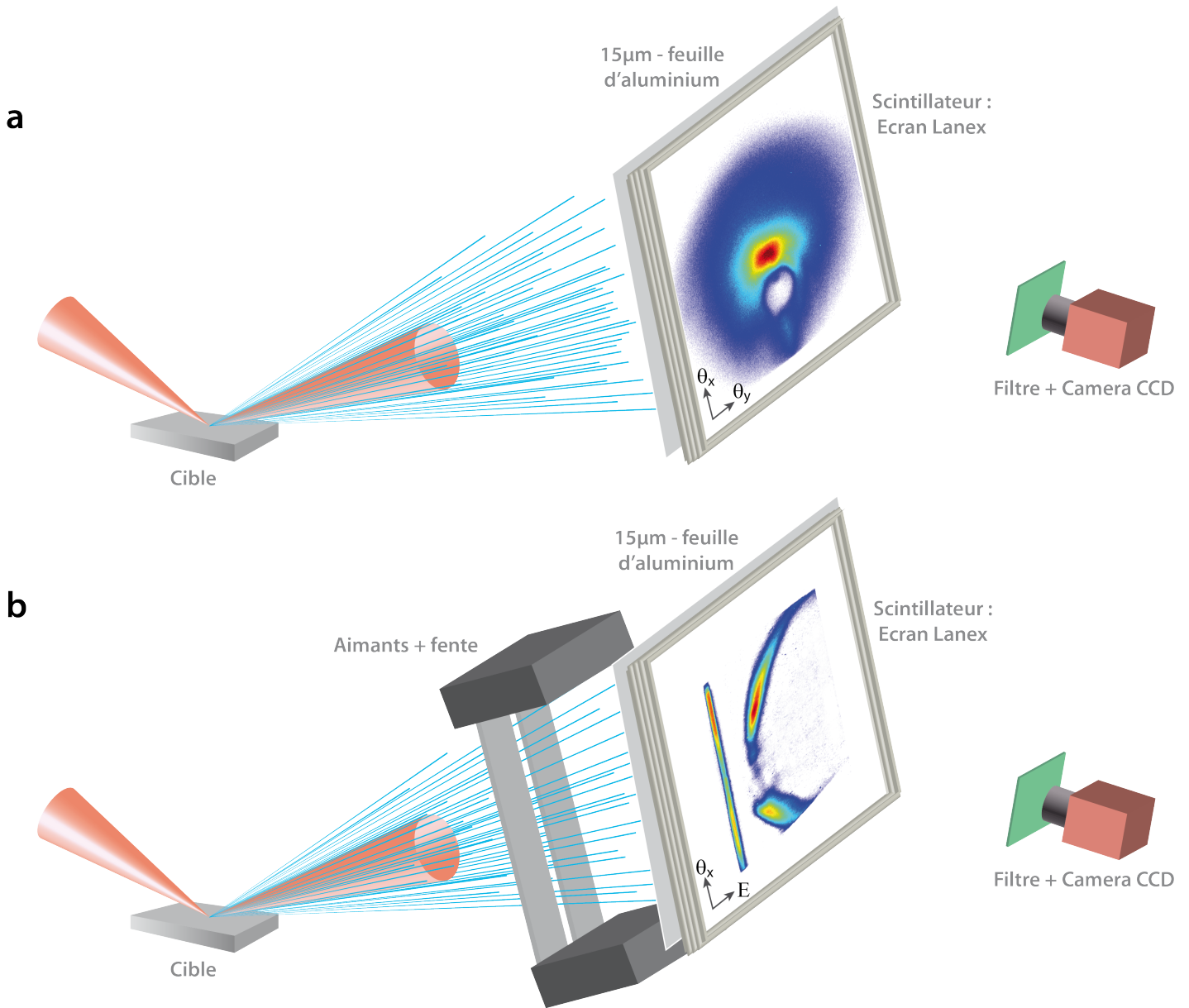


FIGURE 5.14: **Mesure du faisceau d'électrons relativistes** – **a** – Mesure de la charge angulaire 2D intégrée en énergies, voir équation 5.15, à l'aide d'un scintillateur phosphore (écran lanex) imagé sur une caméra CCD. Une feuille d'aluminium coupe le rayonnement laser. – **b** – Mesure de la charge angulaire 1D résolue en énergie à l'aide d'une fente (sélection du profil angulaire 1D) et d'un champ magnétique statique créé par deux aimants (déviations en fonction de l'énergie).

aux électrons énergétiques du lanex est nulle en dessous de 0.2MeV , croît progressivement jusque 1MeV , puis est constante au delà. On ne mesure donc quasiment que les électrons relativistes ($E > m_e c^2 \simeq 0.5\text{MeV}$). Le signal mesuré est converti en charge (correspondant au nombre d'électrons) grâce à un étalonnage [71] réalisé sur le faisceau d'électrons monoénergétiques ELYSE [72]. Ainsi l'image obtenue est le *profil de charge angulaire 2D intégrée en énergies du faisceau d'électrons relativistes* :

$$C(\theta_x, \theta_y) \propto \int_{E>1\text{MeV}} C(\theta_x, \theta_y, E) dE \quad (5.15)$$

Mesure du profil angulaire résolu en énergie, panneau b

On utilise un spectromètre magnétique avec une résolution angulaire. Cette mesure se réalise en deux étapes à partir du schéma présenté en figure 5.14 a.

Dans un premier temps, une fente en cuivre (matériau à fort pouvoir d'arrêt des électrons relativistes) est placée entre la cible et le lanex pour sélectionner le profil angulaire 1D au centre du faisceau suivant x : $\theta_y \in [-\theta_1/2, \theta_1/2]$ avec typiquement $\theta_1 \sim 20\text{mrad}$. Plusieurs tirs sont réalisés afin de connaître la position de l'image de la fente sur l'écran lanex, voir partie de gauche verticale sur l'image mesurée panneau b.

Dans un second temps, on place deux aimants qui génèrent un champ magnétique homogène entre la fente et le lanex. Celui-ci dévie les électrons, suivant l'axe y , d'autant plus que leur énergie est faible. Grâce à la mesure du champ magnétique statique 3D $B(x, y, z)$, les distances de déviations des électrons, par rapport à l'image de la fente quand il n'y a pas les aimants, sont calibrées en fonction de leurs énergies. Plus de détails sont donnés en annexe E.

Ainsi l'image obtenue est le *profil angulaire 1D résolu en énergie du faisceau d'électrons relativistes* : $C(\theta_x, E)$. Le champ magnétique statique, d'environ 700gauss , est choisi de telle manière à résoudre les énergies électroniques dans l'intervalle $E_{[MeV]} \in [1, 50]$.

Conclusion

Grâce à un laser impulsionnel de très haute puissance on peut atteindre des éclaircissements relativistes sur cible. Cet éclaircissement est déterminé par la taille de la tache focale qui est optimisée à l'aide d'un miroir déformable. Pour maîtriser le type d'interaction un atténuateur, un diaphragme, et des paraboles de focales différentes sont utilisées. Grâce à un haut contraste temporel, la longueur de gradient est contrôlée de façon très précise au moyen d'une pré-impulsion créée par la sélection d'une sous-partie du faisceau principal focalisée sur la cible à un délai τ avant le reste du faisceau. Le pré-plasma se détend dans le vide à une vitesse qui ne dépend que de la fluence pré-impulsion. Le paramètre de contrôle du délai d'expansion est la distance d_{mp} entre le miroir principal du laser et le miroir pré-impulsion.

Ainsi, les paramètres d'interaction (a_0, L) sont maîtrisés lors de la réflexion de l'impulsion principale sur le plasma. Les harmoniques d'ordre élevé et le faisceau d'électrons relativistes émis sont alors mesurés angulairement avec une résolution en énergie grâce à des spectromètres XUV ou d'électrons énergétiques.

Chapitre 6

Simulations particulières

Les codes particuliers permettent de simuler l'interaction laser-plasma. On peut alors suivre l'évolution de l'interaction directement au niveau de la cible. Ils sont utilisés pour mieux comprendre les processus en jeu.

Ces simulations sont rendues possibles dans notre cas, car nos expériences d'interaction sont pour de petits volumes de simulation (boîtes de simulation de quelques dizaines de micromètres de longueur), et sur des temps courts (quelques dizaines de femtosecondes).

Au cours des thèses précédentes, ces codes ont permis de d'identifier les mécanismes de génération harmonique présentés aux chapitres 2 et 3. Dans le cadre de cette thèse, ils sont comparés aux mesures expérimentales et permettent de valider numériquement les nouveaux schémas de mesures proposés.

6.1 Les codes particuliers

6.1.1 Description de l'interaction

Le plasma est un ensemble de particules chargées qui répondent à un champ électromagnétique externe. Il peut se décrire par des fonctions de distribution $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ pour chaque type de particules (par exemple les électrons ou les ions). Ces fonctions sont à 7 dimensions : trois d'espace $\mathbf{r} = (x, y, z)$, trois de vitesse $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ et une de temps. La dynamique du plasma est alors décrite par l'équation dite de *Vlasov* [73] pour chaque type de particule :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}_\alpha} + q_\alpha \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \wedge \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}_\alpha} = 0$$

qu'il faut résoudre de façon associée avec les équations de Maxwell auxquelles elles sont couplées.

Dans la pratique, la résolution analytique de cet ensemble d'équations est impossible sans simplifications significatives, par exemple réduire le nombre de dimensions. Les codes particuliers permettent de palier à cette limite en considérant un très grand nombre de *macro-particules* dont l'évolution est décrite de manière itérative à l'intérieur d'un maillage, d'où le nom de codes *Particle In Cell* abrégé en *PIC* pour la suite.

6.1.2 Codes PIC

Principe

Les macro-particules sont des particules virtuelles qui représentent un très grand nombre de particules réelles (électrons ou ions), jusqu'à plusieurs dizaines de milliers. Cela réduit le nombre

d'opérations numériques à réaliser : une par macro-particule au lieu de plusieurs dizaines de milliers pour toutes les particules réelles. Ce regroupement est rendu possible par le fait que la force de Lorentz dépend uniquement du rapport Z/m entre la charge et la masse d'une particule. Les particules et macro-particules ont exactement le même ratio, ainsi leurs trajectoires sont identiques. Ces codes permettent de réaliser des expériences d'interaction laser-plasma virtuelles. Les effets macroscopiques sont déduits de la description microscopique du plasma.

Étapes algorithmiques

Les macro-particules se déplacent à l'intérieur d'un maillage où, sur chaque nœud i , le champ électromagnétique $(\mathbf{E}_i, \mathbf{B}_i)$, les densités de charges ρ_i de chaque espèce, et les distributions de courant \mathbf{J}_i sont connus. Les trajectoires sont alors calculées itérativement à chaque pas temporel q via la contribution des macro-particules aux champs, par leurs charges et courants, en quatre étapes.

Initialisation, $n=0$ Les conditions initiales sont données par le choix des densités et distributions de vitesses électroniques et ioniques dans le maillage : les positions et vitesses des macro-particules $(\mathbf{r}_p^0, \mathbf{v}_p^0)$ sont connues. La taille des macro-particules est déterminée par le choix de leur nombre par maille N_p et de la taille des mailles.

Étape 1 Chaque macro-particule a une influence, modélisée par une fonction poids, sur un certain nombre de nœuds adjacents. À partir des positions et vitesses de toutes les macro-particules de l'itération $q-1$, c'est-à-dire $(\mathbf{r}_p^{q-1}, \mathbf{v}_p^{q-1})$, on interpole sur les nœuds i les sources $(\rho_i^q, \mathbf{J}_i^q)$ de densité et de courant.

Étape 2 Par les équations de Maxwell, on déduit les champs électromagnétiques $(\mathbf{E}_i^q, \mathbf{B}_i^q)$ sur les nœuds du maillage.

Étape 3 Ces champs sont interpolés sur les macro-particules aux positions \mathbf{r}_q^{n-1} .

Étape 4 Par les équations du mouvement, on calcule le déplacement des macro-particules et donc leurs nouvelles positions et vitesses $(\mathbf{r}_p^q, \mathbf{v}_p^q)$. Puis retour à l'étape 1.

6.1.3 Simulations particulières de génération d'harmoniques

Dans le cadre de cette thèse, la génération d'harmoniques relativistes est étudiée numériquement à l'aide du code EPOCH. C'est un code PIC 1D/2D/3D développé à l'Université de Warwick en *open source* pour la simulation d'interaction laser-plasma de haute intensité. Nous l'utilisons ici en 2D-3V, c'est-à-dire 2 dimensions d'espace, de plus les vitesses sont calculées suivant toutes les directions. Les calculs sont effectués sur le super-calculateur *Occigen* du Cines. La figure 6.1 présente les boîtes de simulations utilisées.

Le laser se focalise au point focal $(0, 0)$ sur la cible avec un angle d'incidence $i = 45^\circ$ et un éclairement maximum a_0 . Suivant la direction transverse à sa propagation, il est décrit par une gaussienne de waist $w_0 = 4\lambda$. Son enveloppe temporelle est une portion de cosinus : $a_0 \propto \cos \pi t / 2\tau_L$ pour $t \in [-\tau_L, \tau_L]$ avec $\tau_L = 8T_L$ où $T_L = \lambda/c$ est la période laser (c'est-à-dire ici une impulsion de 40fs pied à pied). Le profil de densité suivant la normale à la cible est exponentiel, décrit par l'équation 5.5 avec $n_0 = 40n_c$, et borné entre $n_{min} = 0.05n_c$ et n_{max} qui dépend de l'étude réalisée. À l'arrière de la cible, une zone de densité n_{max} d'épaisseur de 2λ

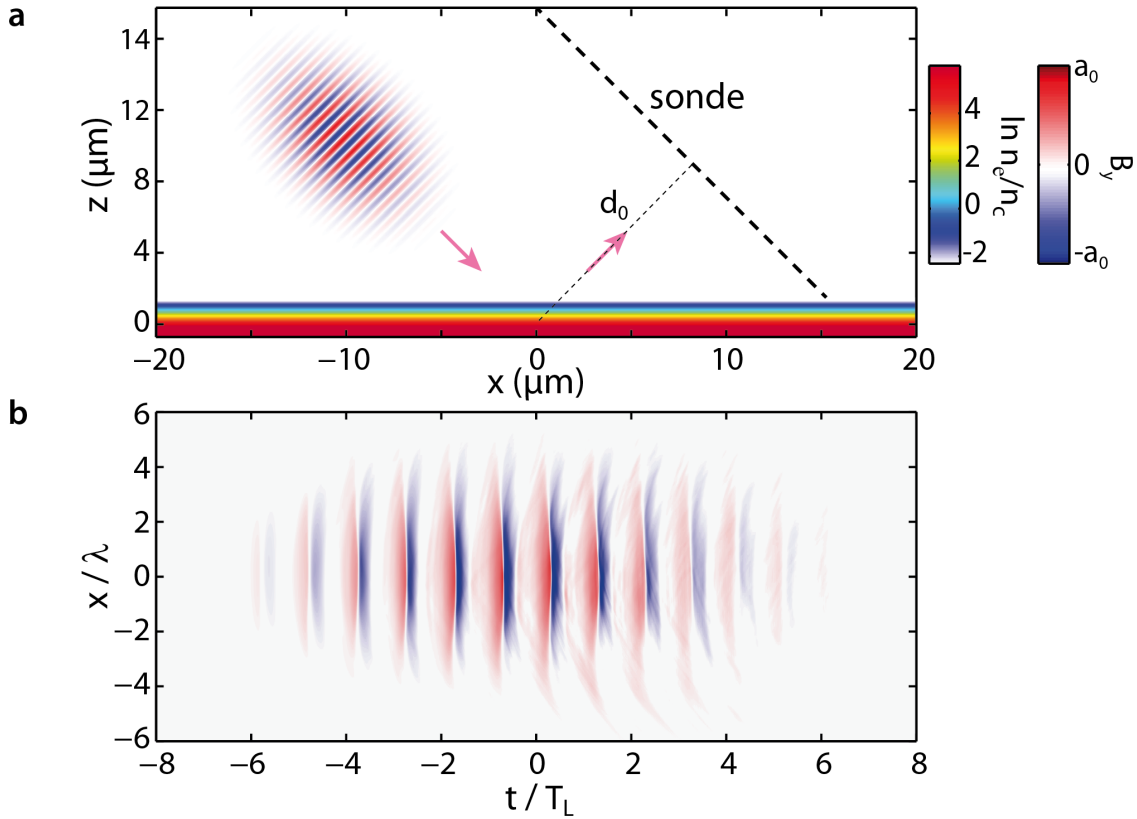


FIGURE 6.1: **Boîte de simulation** – **a** – Schéma d'illustration de la simulation PIC. Un champ laser se focalise en $x = z = 0$ avec un angle d'incidence de $i = 45^\circ$ pour un éclairement a_0 , sur un plasma dense de gradient lisse de profil de densité exponentiel suivant la normale z de longueur de gradient L . Le champ réfléchi est enregistré par une sonde située à une distance $d_0 = 12\lambda$ de l'interaction. – **b** – Champ réfléchi spatiotemporel $B_y(x, t)$ (x dans le plan de la sonde) pour les conditions d'interaction $a_0 = 1.8$ et $L = \lambda/10$.

est laissée pour simuler une cible épaisse. Les paramètres d'interaction (a_0, L) sont des entrées de la simulation.

À chaque pas de temps q , le champ réfléchi B_y est enregistré le long d'une sonde située à une distance $d_0 = 12\lambda$ du point focal. Ce champ $B_y(x, t)$ (x étant ici la direction transverse à la propagation) est la donnée en sortie de simulation que nous utiliserons ici.

6.2 Outils d'analyse numérique des simulations PIC

En sortie d'une simulation PIC, le champ réfléchi $B_y(x, t)$ est connu à une distance $d_0 = 12\lambda$ du plan focal. Un post-traitement est nécessaire pour rendre ces données exploitables.

6.2.1 Cas de référence

L'exploitation des données est expliquée sur le cas d'une simulation très précise qui sert de référence pour la suite de l'étude des harmoniques relativistes. La boîte de simulation fait $\Delta x = 80\lambda$, $\Delta y = 17\lambda$ avec une durée totale de $\Delta t = 150T_L$. Le pas de maillage spatial est $\delta x = \delta z = \lambda/600$, et temporel $\delta t = T/800$. Le nombre de particules par maille est $N_p = 50$. Elle consomme plus de 50000 heures processeur sur super-calculateur.

Les conditions d'interaction sont un éclairement de $a_0 = 1.8$, et une longueur de gradient optimisée pour le mécanisme ROM : $L = \lambda/10$. Afin que le mécanisme CWE ne trouble pas les

résultats pour les ordres harmoniques faibles, on réduit la densité maximale à $n_{max} = 130n_c$: ce mécanisme ne peut contribuer au spectre harmonique que jusqu'à environ l'ordre $n = 11-12$.

La figure 6.1b présente le champ spatiotemporel réfléchi $B_y(x, t)$ obtenu dans le plan de la sonde.

6.2.2 Diffraction à l'infini : profil angulaire résolu spectralement

L'intensité diffractée à l'infini représente l'intensité mesurée expérimentalement par la caméra au niveau du scintillateur MCP, voir figure 5.13.

On l'obtient directement à partir de la transformée de Fourier du champ mesuré par la sonde PIC : $\widehat{B}_y(k_x, \omega) = \text{TF}_{2D[x,t]}[B_y]$. En effet, k_x est lié à l'angle de divergence θ_x par l'équation 5.13 rappelée ici :

$$\theta_x \simeq \tan \theta_x = \frac{k_x}{k} = \frac{k_x c}{\omega}$$

On en déduit l'intensité diffractée à l'infini résolue spectralement par l'expression :

$$I(\theta_x, \omega) \propto |\widehat{B}_y(\theta_x \omega / c, \omega)|^2 \quad (6.1)$$

La figure 6.2 présente le champ réfléchi résolu en fréquence spatiale k_x dans le plan de la sonde, et en fréquence ω : $\widehat{B}_y(k_x, \omega)$, au panneau **a**, et l'intensité angulaire diffractée résolue spectralement déduite de $\widehat{B}_y(k_x, \omega)$ par l'équation 6.1.

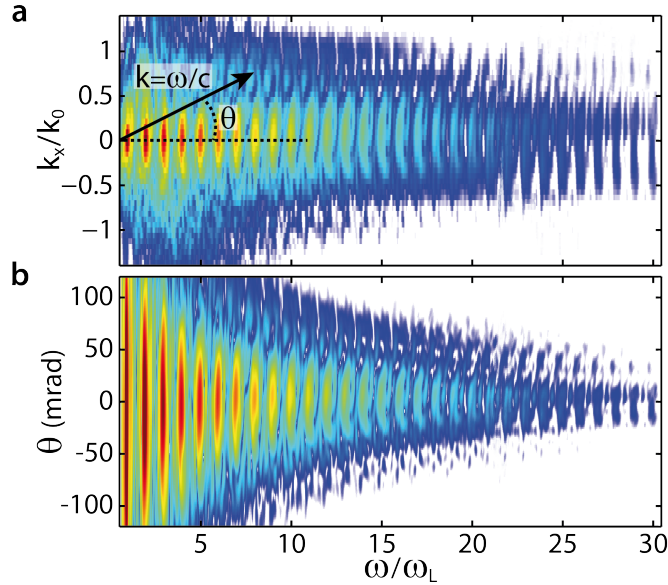


FIGURE 6.2: **Intensité diffractée PIC** – **a** – En échelle logarithmique : transformée de Fourier 2D du champ réfléchi spatiotemporel de la figure 6.1b : $\widehat{B}_y(k_x, \omega)$. – **b** – En échelle logarithmique : déduction, par la relation 6.1, du profil angulaire d'intensité diffractée résolu spectralement.

6.2.3 Rétro-propagation dans le plan focal : sources harmoniques

Comme défini en section 1.3, les propriétés des sources harmoniques sont définies dans le plan focal de réflexion en $z = 0$ et non dans le plan de la sonde en $z = d_0$. Pour les connaître il faut donc connaître le champ $B_y(x, t, z = 0)$ à partir du champ sonde mesuré $B_y(x, t, d_0)$.

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide est la suivante :

$$\Delta B_y(x, t, z) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B_y(x, t, z)}{\partial t^2} = 0$$

La transformée de Fourier 2D_[x,t] de cette équation (qui revient à faire une décomposition en ondes planes) donne :

$$\frac{\partial^2 \widehat{B}_y(k_x, \omega, z)}{\partial z^2} = (\omega^2/c^2 - k_x^2) \cdot \widehat{B}_y(k_x, \omega, z)$$

Ce qui a pour solution :

$$\widehat{B}_y(k_x, \omega, z) = \widehat{B}_y(k_x, \omega, z=0) \cdot \exp \left[jz \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2} \right]$$

On en déduit le champ spatiotemporel dans le plan focal $z = 0$ à partir de celui obtenu dans le plan de la sonde $z = d_0$ par l'application d'une phase spectrale $\Phi(k_x, \omega) = -d_0 \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}$:

$$B_y(x, t, 0) = \text{TF}_{2D[k_x, \omega]}^{-1} \left[\widehat{B}_y(k_x, \omega, d_0) \cdot \exp \left[-j d_0 \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2} \right] \right]$$

Enfin, ce n'est pas le champ spatiotemporel qui nous intéresse, mais le champ spatio spectral qui résout le profil spatial de tous les champs sources harmoniques dans le plan focal. Il est obtenu à partir de $B_y(x, t, 0)$ par une transformée de Fourier 1D uniquement sur la variable de temps :

$$\widetilde{B}_y(x, \omega, 0) = \text{TF}_{1D[t]} \left[\text{TF}_{2D[k_x, \omega]}^{-1} \left[\widehat{B}_y(k_x, \omega, d_0) \cdot \exp \left(-j d_0 \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2} \right) \right] \right] \quad (6.2)$$

La figure 6.3a présente l'amplitude du champ spatio spectral $\widetilde{B}_y(x, \omega)$ dans le plan focal de réflexion déduit du champ présenté en figure 6.2a par l'expression 6.2.

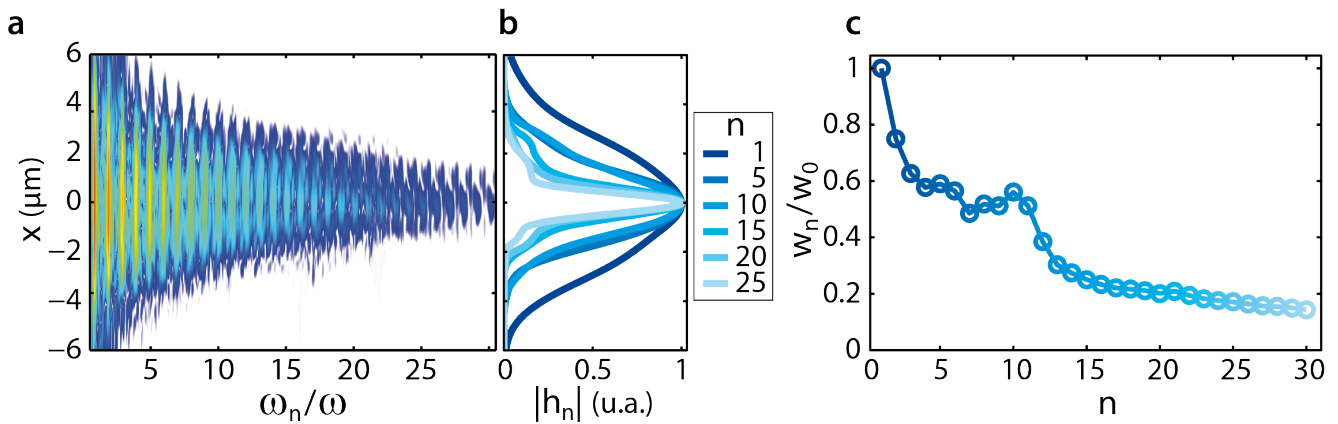


FIGURE 6.3: **Sources harmoniques PIC** – **a** – En échelle logarithmique : profil spatial résolu spectralement du champ dans le plan focal obtenu par rétro-propagation du champ sonde par l'expression 6.2. – **b** – Amplitudes spatiales normalisées du laser $n = 1$ et des harmoniques d'ordre $n \in [5, 25]$ dans le plan focal ; c'est-à-dire des sources harmoniques $|h_n(x)|$. – **c** – Tailles de source harmonique en unité de waist laser w_n/w_0 en fonction de l'ordre n , obtenues à partir des meilleurs ajustements des courbes présentées panneau **b** par une fonction gaussienne, équation 6.3.

Le profil spatial du champ source de l'harmonique d'ordre $n = \omega_n/\omega_L$ est alors donné par l'expression :

$$h_n(x) = \widetilde{B}_y(x, \omega_n) \quad (6.3)$$

Les profils d'amplitude $|h_n(x)|$ sont présentés en figure 6.3b pour les ordres $n = [1, 25]$. Leurs profils sont proches de gaussiennes. On définit la *taille de source de l'harmonique d'ordre n* comme le facteur w_n (demi-largeur en amplitude à $1/e$) qui reproduit au plus près le profil $|h_n(x)|$ par une gaussienne :

$$|h_n(x)| \sim e^{-x^2/w_n^2}$$

Ces tailles de source sont présentées en unité de tache focale w_0 au panneau c. On constate un premier palier à peu près constant $w_n/w_0 \simeq 0.6$ pour $n \leq 11$, il résulte du mécanisme CWE, et atteint les ordres correspondant à la pulsation plasma de densité maximale (pulsation de coupure de ce mécanisme) ; puis une partie lentement décroissante avec l'ordre harmonique pour $n > 12$, c'est le mécanisme ROM. Cette lente décroissance a déjà été observée numériquement au cours de la thèse d'H.Vincenti [41], ce sera discuté au chapitre 13.

Conclusion

Les simulations particulières permettent une description fine de l'interaction. Pour l'étude de la génération d'harmoniques d'ordre élevé, le champ réfléchi enregistré au niveau d'une sonde fournit, par post-traitement, à la fois le profil d'intensité diffractée résolu spectralement (directement comparable à la mesure expérimentale), et le champ dans le plan focal résolu spectralement (d'où l'on déduit les propriétés des sources harmoniques).

La simulation présentée dans des conditions relativistes $a_0 = 1.8$ et $L = \lambda/10$ sert de référence pour la comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus en partie IV.

Plus d'informations sur les codes particuliers (choix de maillage, vitesse de calcul, bruit numérique) adaptés à l'étude de la génération d'harmoniques (détails sur les outils d'analyse numériques) sont données en [41].

Troisième partie

Structuration optique de plasmas denses : contrôle de l'interaction

Chapitre 7

Structuration optique de plasmas denses sur cibles solides

7.1 Cibles structurées

Des études récentes d'interaction laser-plasma sur cibles solides ont été réalisées sur des réseaux pré-gravés. Elles ont montré d'importantes augmentations des énergies et charges des faisceaux d'ions relativistes [74] et d'électrons relativistes [75] par excitation d'ondes de surface. Cependant, aucune pré-impulsion n'y est utilisée afin d'optimiser la longueur de gradient du plasma par expansion dans le vide. De plus, comme présenté en annexe B, l'utilisation d'une pré-impulsion pour contrôler la longueur de gradient sur ces structures pré-gravées n'est pas trivial. Dans ce contexte, il semble que l'obtention d'une structure dont les propriétés (forme, profondeur, longueur de gradient) sont contrôlables serait une avancée importante pour atteindre de nouveaux régimes d'interactions.

Cette partie propose un nouveau schéma de structuration optique de plasmas à partir d'une cible plane. Nous caractériserons expérimentalement les structures créées et verrons qu'elles résistent à des éclaircissements ultra-intenses. Dans la partie suivante, une première utilisation en sera faite, à savoir l'étude des propriétés spatiales des sources harmoniques d'ordre élevé générées sur cibles solides.

7.2 Principe de structuration optique d'un plasma dense

Cette section présente le principe de création optique d'une structure plasma à partir d'une cible plane. À l'aide de simulations hydrodynamiques, nous verrons qu'il fournit un grand contrôle des conditions d'interaction.

7.2.1 Structuration de façon optique

Principe

Comme développé en section 5.3, sur notre dispositif expérimental une pré-impulsion ionise la cible solide. Le plasma ainsi créé se détend dans le vide, et après un certain délai τ , l'impulsion principale se réfléchit sur ce miroir plasma et génère des harmoniques d'ordre élevé. Pendant l'interaction, le pré-plasma a un profil approché par une exponentielle suivant la normale à la cible : $n(z) = n_0 \exp[-z/L]$, équation 1.2. La cible étant initialement plane, la longueur de gradient L est indépendante de x et y (coordonnées dans le plan de la cible), le pré-plasma est

dit *lisse*. Pour induire une structure sur le pré-plasma, il faut rendre L dépendant de ces deux coordonnées. La densité plasma se décrit alors par l'expression suivante :

$$n(x, y, z) = n_0 \exp \left[-\frac{z}{L(x, y)} \right] \quad (7.1)$$

Cette variation de la longueur de gradient induit alors directement une variation de la position de la densité critique $z[n_c](x, y)$ (isosurface définie par $n(x, y, z) = n_c$) et donc de la densité de réflexion du laser $n_c \cos^2 i$ (équation 1.5).

Or, lors de l'interaction, la longueur de gradient L est déterminée par deux paramètres de contrôle : le délai d'expansion τ entre la pré-impulsion et l'impulsion principale, et la fluence de la pré-impulsion F . Cette longueur évolue linéairement avec le délai $L \propto \tau$, voir figure 5.6c. De plus, comme illustré figure 5.6f, la vitesse $v_L = L/\tau$ d'expansion du pré-plasma vers le vide augmente de façon monotone avec le fluence pré-impulsion.

On en conclut qu'une modulation spatiale de la fluence de la pré-impulsion $F(x, y)$ permet de moduler spatialement l'expansion du pré-plasma $L(x, y)$.

Les réseaux plasmas

Plaçons nous dans un cas simple : une modulation sinusoïdale de la fluence pré-impulsion dans une seule direction. Son expression prend la forme :

$$F(x) = F_0 + \delta F \cos 2\pi x/d$$

où F_0 est la fluence moyenne, $\delta F/F_0$ et d le contraste et la période spatiale de la modulation.

Dans ce cas précis, on nomme le pré-plasma structuré qui en résulte un *réseau plasma*. La figure 7.1 illustre l'effet d'une telle modulation sur la détente du plasma. On utilise le code hydrodynamique 1D présenté en section 5.3.2 pour simuler la densité plasma générée avec une pré-impulsion de fluence moyenne $F_0 = 200 J/cm^2$ non modulée ($\delta F/F_0 = 0$) et modulée ($\delta F/F_0 = 50\%$) après un délai d'expansion $\tau = 2ps$. La période spatiale de modulation est $d = 13 \mu m$. L'isodensité $z[n_c](x)$ y est superposée (surface résultant de l'ensemble des positions z de la densité critique n_c).

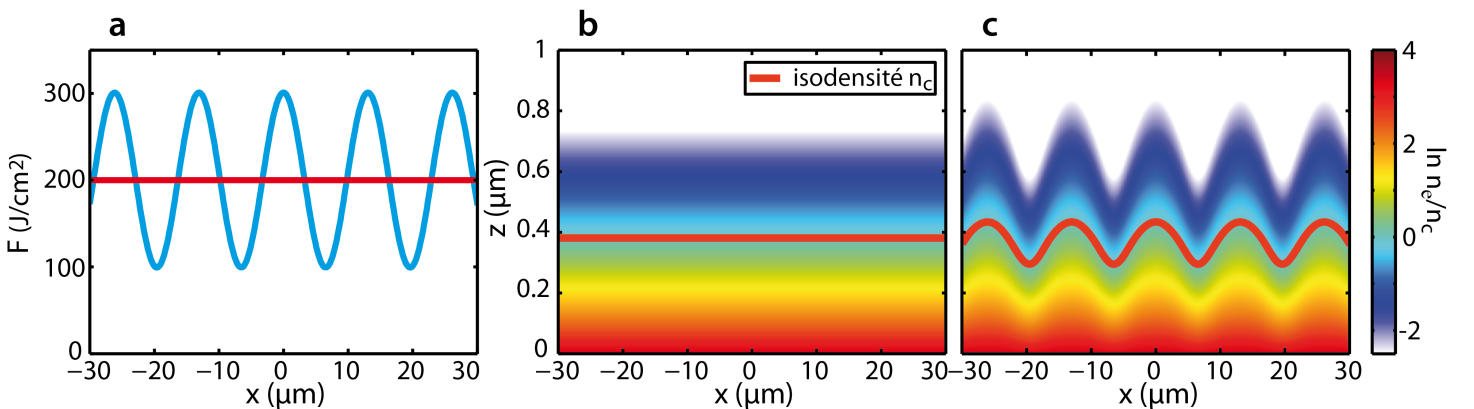


FIGURE 7.1: **Simulation hydrodynamique d'expansion de réseau plasma** – a – Fluences pré-impulsion simulées dans le plan de la cible sans (rouge) et avec (bleu) modulation sinusoïdale. Fluence moyenne $F_0 = 200 J/cm^2$, contraste $\delta F/F_0 = 0\%$ ou 50% . – b/c – Densités plasma 2D résultantes et isodensités $z[n_c](x)$ après un délai d'expansion $\tau = 2ps$, obtenues par la juxtaposition de simulations hydrodynamiques 1D.

Sans modulation, panneau **b**, L est indépendant de x et le plasma est dit *lisse*. En revanche, la modulation spatiale suivant x de la fluence pré-impulsion induit une structure sur le plasma qui se détend, panneau **c**.

Paramètres de définition des réseaux plasmas

Trois paramètres principaux définissent un réseau plasma : sa période spatiale, sa longueur moyenne de gradient, et sa profondeur. Mathématiquement, ils sont définis sur l'un des paramètres principaux de l'interaction : la longueur de gradient L .

Un réseau plasma est alors défini par la donnée de sa période spatiale d , de sa longueur moyenne de gradient le long du réseau $L_m = \langle L \rangle_x$, et de sa profondeur $\delta L = L_{max} - L_{min}$. Une isodensité choisie arbitrairement est alors entièrement déterminée par ces trois paramètres : une période spatiale de modulation d , un décalage moyen z_m par rapport à la position initiale ($z = 0$), et une profondeur de modulation δz . Ceci est illustré en figure 7.2a sur l'isodensité $z[n_c](x)$.

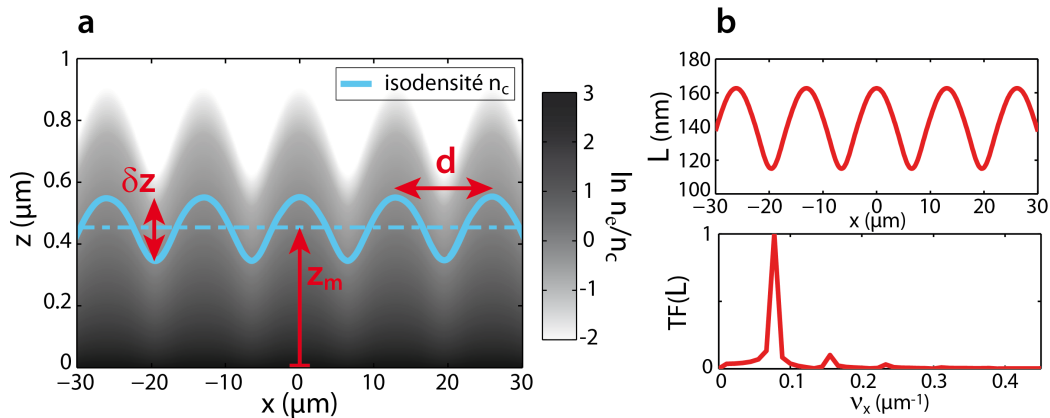


FIGURE 7.2: **Paramètres du réseau plasma** – **a** – Illustration des paramètres du réseau plasma sur une densité 2D et isodensité $z[n_c](x)$ obtenues par simulation hydrodynamique. $F_0 = 200 J/cm^2$, $\delta F/F_0 = 50\%$, $\tau = 2 ps$. – **b** – En haut, longueur de gradient $L(x)$ en fonction de la position le long du réseau plasma. En bas, transformée de Fourier de cette grandeur $TF[L](\nu_x)$ pour montrer la présence des différentes fréquences spatiales.

Comme présenté en figure 5.7 page 68, la vitesse d'expansion du plasma vers le vide n'évolue pas linéairement avec la fluence pré-impulsion. Par conséquent, malgré une modulation sinusoïdale de l'éclairement, la modulation de la longueur de gradient, figure 7.2b, (et donc des isodensités, panneau **a**) n'est pas sinusoïdale. Les *creux* (zones où la vitesse d'expansion est minimale) sont plus piqués que les *sommets* (zones où la vitesse d'expansion est maximale). Panneau **c**, la transformée de Fourier de $L(x)$ révèle une fréquence spatiale principale de $\nu_x = 1/d$, mais également la présence de fréquences spatiales harmoniques double, triple, etc : $\nu_x = [2/d, 3/d, \dots]$. Leurs puissances spectrales sont cependant plus faibles que l'ordre principal. En d'autres termes le réseau plasma réel est légèrement déformé par rapport à un *réseau plasma sinusoïdal* parfait.

Ceci se démontre aisément mathématiquement dans le cas limite de contraste pré-impulsion faible $\delta F/F_0 \ll 1$. À un délai τ fixé, on nomme la fonction monotone qui détermine la longueur de gradient L en fonction de la fluence pré-impulsion F par $L = f(F)$, voir courbe 5.7. Le

développement limité en δF donne :

$$\begin{aligned} L(x) &= f(F_0 + \delta F \cos 2\pi x/d) \\ &\simeq f(F_0) + f'(F_0) \cdot \delta F \cos 2\pi x/d \\ &\quad + f''(F_0)/2 \cdot \delta F^2 \cos^2 2\pi x/d + o(\delta F^2) \end{aligned}$$

On retrouve les différentes fréquences spatiales : simple, double (car $\cos^2 u = 0.5(1 + \cos 2u)$). Les paramètres du réseau plasma peuvent même être déterminés analytiquement en fonction de ceux de la fluence pré-impulsion. Par exemple, la longueur moyenne de gradient est $L_m \simeq f(F_0)$, et la profondeur de réseau $\delta L \simeq 2f'(F_0)\delta F$.

Le panneau du bas de la figure 7.2b montre que la fréquence spatiale double $2/d$ a une puissance un ordre de grandeur inférieur à la fréquence principale $1/d$. On en conclut que les réseaux plasmas peuvent être approchés de façon satisfaisante par des *réseaux plasmas sinusoïdaux*. Il sont alors totalement définis par les trois paramètres d , L_m , et δL , dans l'expression :

$$L(x) = L_m + \delta L/2 \cos 2\pi x/d \quad (7.2)$$

7.2.2 Contrôle du réseau plasma

Un avantage majeur de cette méthode de structuration est le contrôle des paramètres du réseau plasma. Ce contrôle est déterminé par la maîtrise de la modulation de la fluence de la pré-impulsion.

La période spatiale du réseau plasma d

La période spatiale du réseau plasma d est identique au pas de modulation de la fluence pré-impulsion dans le plan de la cible. La figure 7.3 illustre deux réseaux plasmas simulés avec deux périodes spatiales d différentes.

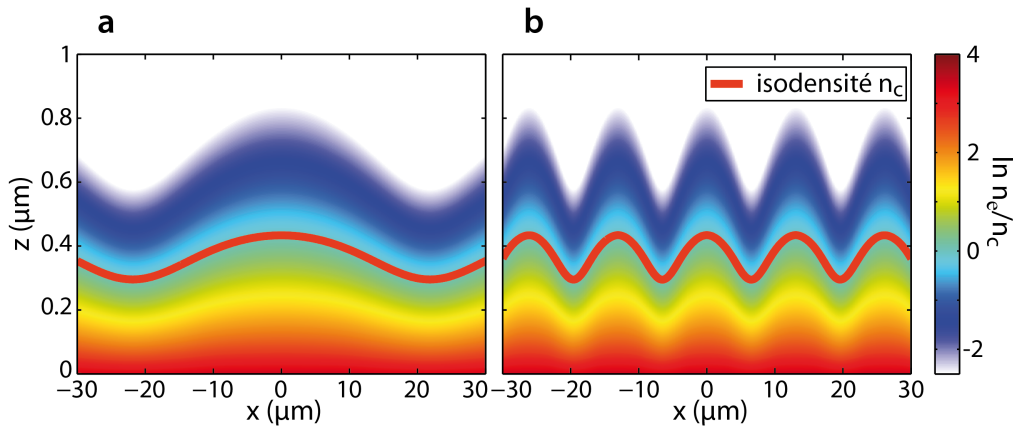


FIGURE 7.3: **Réseaux plasmas de périodes spatiales différentes** – a/b – Densités plasma obtenues par simulations hydrodynamiques pour différentes périodes de modulation spatiale pré-impulsion : $d = 45\mu\text{m}$, panneau a, et $13\mu\text{m}$, panneau b. Avec $F_0 = 200\text{J}/\text{cm}^2$, $\delta F/F_0 = 50\%$, $\tau = 2\text{ps}$.

La longueur moyenne de gradient L_m

En section 5.3.2, on a vu qu'à fluence pré-impulsion donnée, la longueur de gradient L du plasma lisse est contrôlée par le délai d'expansion τ . Il en est de même ici : ce délai τ permet de contrôler L_m .

De l'approximation d'un réseau plasma sinusoïdal, on déduit l'expression suivante :

$$L_m = \tau \frac{\max_x[v_L] + \min_x[v_L]}{2} = \tau \langle v_L \rangle_x \quad (7.3)$$

où $\max_x[v_L]$, $\min_x[v_L]$, et $\langle v_L \rangle_x$ sont les valeurs maximale, minimale, et moyenne, de la vitesse d'expansion du plasma dans le vide le long du réseau plasma, obtenues aux positions x telles que la fluence est maximale ou minimale $F(x) = F_0 \pm \delta F$.

La longueur moyenne de gradient L_m est alors linéaire avec le délai τ . La figure 7.4 illustre deux réseaux plasmas simulés avec les mêmes conditions d'éclairement pré-impulsion mais deux délais d'expansion différents : $\tau = 1.3ps$ et $\tau = 2.3ps$. Les longueurs moyennes de gradient déduites des simulations sont alors respectivement $L_m = 90nm$ et $L_m = 160nm$. Même sans l'approximation d'un réseau plasma sinusoïdal (ici ce sont les simulations hydrodynamiques), on retrouve la linéarité de L_m avec τ .

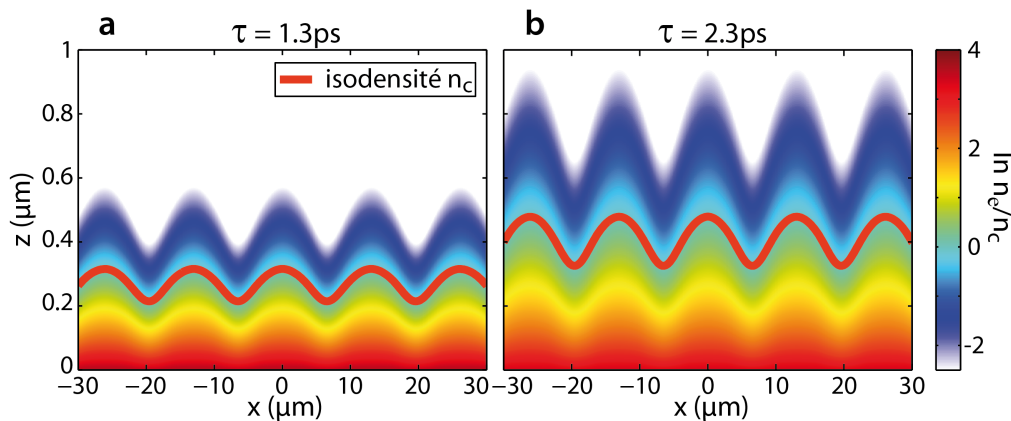


FIGURE 7.4: **Réseau plasma pour différents temps d'expansion** – a/b – Densités plasma simulées d'un même réseau plasma – $F_0 = 200J/cm^2$, $\delta F/F_0 = 50\%$ – au cours de son expansion : $\tau = 1.3ps$ et $\tau = 2.3ps$.

La profondeur de réseau δL

La définition de la profondeur de réseau est ici :

$$\delta L = L_{max} - L_{min} = \tau(\max_x[v_L] - \min_x[v_L]) = \tau \Delta v_L \quad (7.4)$$

Deux paramètres la contrôlent : le délai d'expansion et le contraste pré-impulsion. Tout d'abord, à contraste fixé, la profondeur du réseau est linéaire avec le délai d'expansion τ . De plus, à délai τ fixé, la différence Δv_L entre les vitesses d'expansion maximale et minimale maîtrise la profondeur de réseau.

Il est pertinent de définir la profondeur du réseau plasma en unité de longueur moyenne de gradient. En effet, ces deux données sont linéaires avec le délai d'expansion. Ainsi dans l'approximation d'un réseau plasma sinusoïdal, les équations 7.3 et 7.4 donnent :

$$\frac{\delta L}{L_m} = \frac{\Delta v_L}{\langle v_L \rangle_x} \quad (7.5)$$

Cette quantité est alors indépendante du délai d'expansion.

La différence Δv_L est contrôlée par la différence entre la fluence maximale et minimale δF de l'éclairement pré-impulsion. Ainsi, la profondeur de réseau en unité de longueur moyenne de gradient est uniquement déterminée par le contraste de la fluence pré-impulsion.

La figure 7.5 illustre deux réseaux plasmas simulés pour une fluence moyenne $F_0 = 200 J/cm^2$ avec des contrastes pré-impulsion différents : $\delta F/F_0 = 20\%$ et 50% . Les profondeurs de réseau moyennes résultantes sont $\delta L/L_m = 12\%$ et $\delta L/L_m = 32\%$.

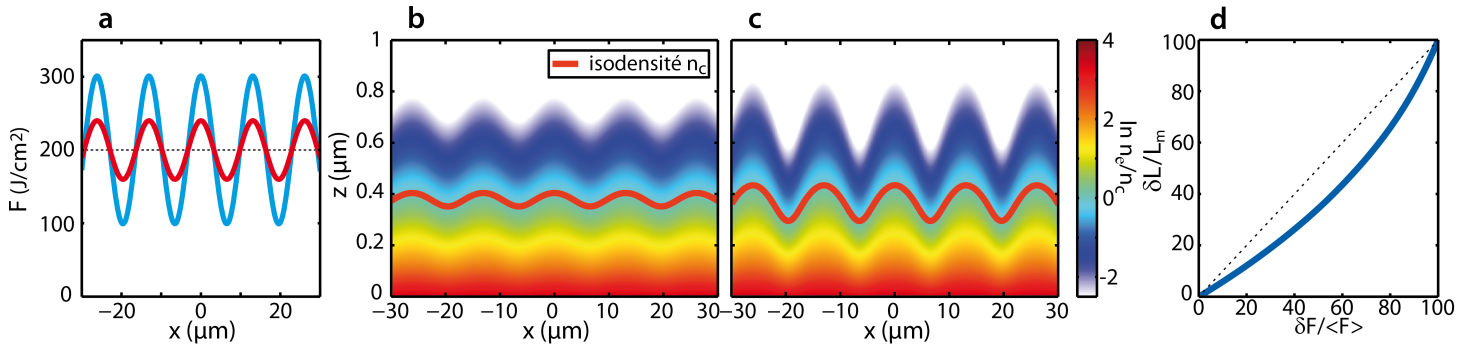


FIGURE 7.5: **Réseaux plasmas pour différents contrastes pré-impulsion** – **a** – Fluences pré-impulsions de différents contrastes : $F_0 = 200 J/cm^2$ et $\delta F/F_0 = 20\%$ et 50% . – **b/c** – Densités plasma résultantes après un délai d’expansion de $\tau = 2 ps$, obtenues par simulations hydrodynamiques. – **d** – Profondeur réseau en unité de longueur moyenne de gradient $\delta L/L_m$ en fonction du contraste pré-impulsion $\delta F/F_0$ pour une fluence moyenne $F_0 = 200 J/cm^2$.

On peut remarquer que la profondeur de réseau n’évolue pas linéairement avec le contraste de la fluence pré-impulsion. Ceci est dû à la non linéarité de la vitesse d’expansion du plasma avec la fluence pré-impulsion, voir figure 5.7. Évidemment, à contraste pré-impulsion nul 0% ou maximal 100% , la profondeur de réseau est identique, 0% et 100% . Ce n’est pas le cas à contraste quelconque. La figure 7.5d présente la profondeur de réseau $\delta L/L_m$ en fonction du contraste pré-impulsion $\delta F/F_0$ obtenue par simulations hydrodynamiques pour une fluence moyenne $F_0 = 200 J/cm^2$. Il faut noter qu’à une autre fluence moyenne, la courbe aurait été légèrement différente.

Résumé

Dans le cas d’une modulation de fluence pré-impulsion sinusoïdale, le réseau plasma peut être approché par un *réseau plasma sinusoïdal* dont le profil spatial est donné par les équations 7.1 et 7.2. Ses paramètres sont alors déterminés par ceux de la modulation de fluence pré-impulsion : la période spatiale d du réseau est déterminée par le pas de modulation dans le plan de la cible d , la longueur moyenne de gradient L_m est déterminée par la fluence moyenne F_0 ainsi que le délai d’expansion τ , et enfin la profondeur $\delta L/L_m$ par la fluence moyenne F_0 et le contraste pré-impulsion $\delta F/F_0$.

7.3 Mise en place expérimentale

La section précédente montre qu’une modulation de la fluence pré-impulsion induit une structure sur le plasma qui se détend. Cette section présente la mise en place expérimentale de cette modulation. Pour la réaliser, on ajoute un second faisceau pré-impulsion.

7.3.1 Interférences de deux pré-impulsions

Le schéma expérimental est le même qu’en figure 5.3 page 61. En revanche, devant le miroir principal du laser sont placés deux miroirs pré-impulsions $MP1$ et $MP2$. Ceux-ci sélectionnent chacun deux sous-parties du faisceau principal qui se focalisent sur la cible à des délais τ_1 et τ_2

avant l'impulsion principale. Elles interfèrent dans le plan focal et la tache focale résultante est alors modulée en fluence.

La figure 7.6a montre une photographie du montage expérimental avec le miroir principal $M1$ et les deux miroirs pré-impulsion $MP1$ et $MP2$. Les deux sous-parties du faisceau sélectionnées sont focalisées par la parabole qui focalise également le faisceau principal, voir figure 5.3. Il y a donc un angle θ entre les deux pré-impulsions lors de la focalisation. Ceci est illustré sur le panneau b. Il en résulte des interférences entre les deux sous-faisceaux, produisant des franges de période spatiale dans le plan focal :

$$d_f = \frac{\lambda f}{d_{MP}} \quad (7.6)$$

où f est la focale de la parabole et d_{MP} la distance entre les deux miroirs pré-impulsion.

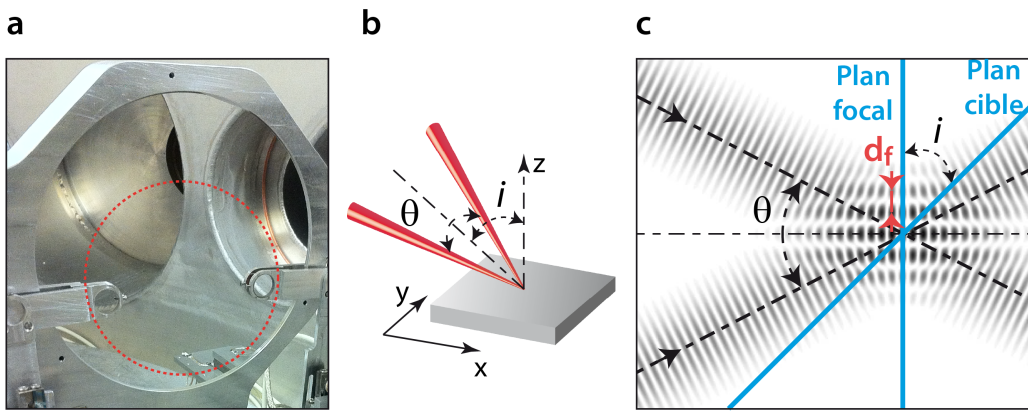


FIGURE 7.6: **Modulation de la fluence par l'interférence de deux pré-impulsions** – a – Photo du dispositif expérimental : deux miroirs pré-impulsion $MP1$ et 2 en avant du miroir principal $M1$. – b – Schématisation de la focalisation des pré-impulsions sur la cible : angle d'incidence i , et angle θ entre les deux faisceaux pré-impulsion. – c – Interférences de deux ondes planes dans le plan de propagation. Position du plan focal et du plan de la cible dans ce plan.

Il faut remarquer un point important : les pré-impulsions se focalisent dans le plan focal de la parabole. Ce plan a un angle i (angle d'incidence) avec celui de la cible, voir définitions en figure 1.4. Comme illustré en figure 7.6c, la période spatiale de modulation d dans le plan de la cible est corrigée du facteur $1/\cos i$ par rapport à celle le plan focal :

$$d = d_f / \cos i \quad (7.7)$$

7.3.2 Contrôle du motif d'interférence

Comme vu en section 7.2.2, la modulation de fluence pré-impulsion contrôle directement les propriétés du réseau plasma. Il est donc très important de la maîtriser.

Interfrange

Dans le plan focal la période spatiale des franges est donnée par l'équation 7.6. Les deux grandeurs expérimentales qui la définissent sont la focale de la parabole f et la distance entre les deux miroirs pré-impulsion d_{MP} . La focale f est déterminée par l'expérience que l'on veut réaliser ; au cours de cette thèse nous avons utilisé des focales $f = 500\text{mm}$ et 300mm . Ainsi, d_{MP} est l'unique paramètre variable.

Ses valeurs limites sont le diamètre du faisceau laser principal, $\max[d_{MP}] \simeq 65\text{mm}$, et lorsque les deux miroirs pré-impulsion sont tangents, $\min[d_{MP}] \simeq 12\text{mm}$. Les périodes spatiales réalisables expérimentalement ici sont donc :

$$\begin{aligned} 6.5\mu\text{m} < d_f < 33\mu\text{m} & \text{ pour la parabole de focale } f = 500\text{mm}. \\ 4\mu\text{m} < d_f < 20\mu\text{m} & \text{ pour la parabole de focale } f = 300\text{mm}. \end{aligned}$$

Il faut souligner que la limite haute n'est due qu'à la configuration expérimentale utilisée ; on peut tout à fait imaginer un autre schéma afin d'augmenter l'angle entre les deux pré-impulsions, et donc réduire l'interfrange minimal.

La figure 7.7 montre les photos de deux montages expérimentaux où les miroirs pré-impulsion sont séparés de $d_{MP} = 15\text{mm}$ et 55mm , ainsi que les taches focales résultantes avec la parabole $f = 500\text{mm}$. Les interfranges sont environ $d_f = 27\mu\text{m}$ et $7.5\mu\text{m}$.

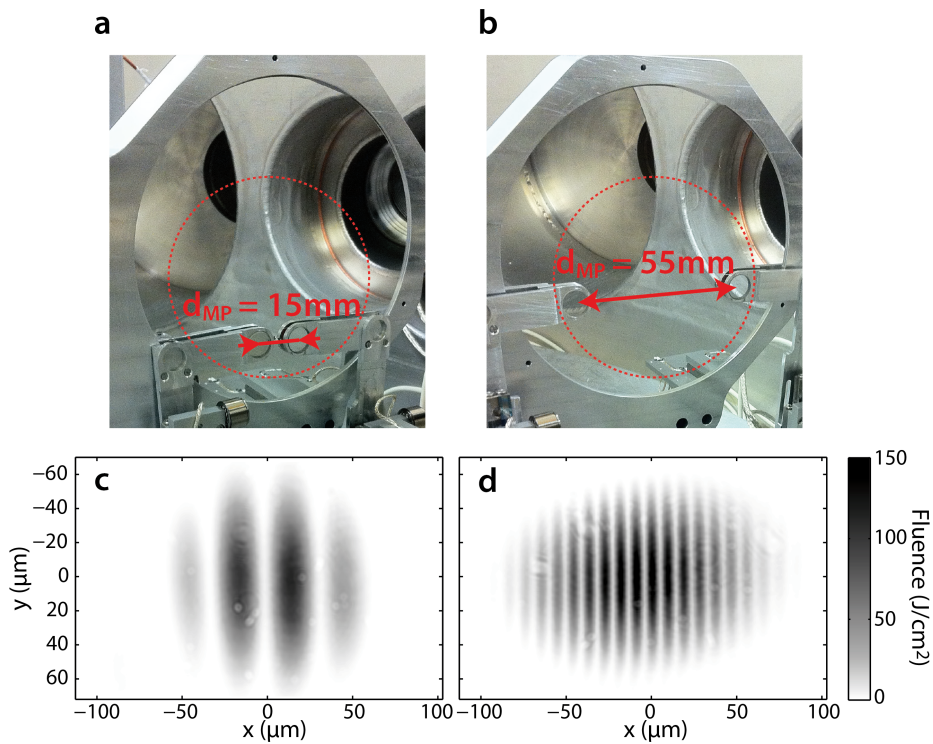


FIGURE 7.7: **Contrôle expérimental de la période spatiale des interférences** – a/b – Photos du dispositif expérimental pour deux distances entre les miroirs pré-impulsion différentes $d_{MP} = 15\text{mm}$ et 55mm . – c/d Taches focales pré-impulsion expérimentales résultantes obtenues avec la parabole de focale 500mm . $d_f = 27\mu\text{m}$ et $7.5\mu\text{m}$.

On peut noter que l'orientation des franges est orthogonale au plan dans lequel se trouvent les deux pré-impulsions. Il est donc simple de changer leur orientation en déplaçant les deux miroirs $MP1$ et 2 .

Le contraste pré-impulsion

Chaque pré-impulsion se focalise sur la cible à un délai τ_1 ou τ_2 avant l'impulsion principale. Ces délais sont contrôlés par les distances d_{mp1} et d_{mp2} entre les miroirs $MP1$ et 2 et le miroir principal $M1$. Le délai moyen d'expansion du plasma dans le vide est alors déterminé par :

$$\tau = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = \frac{d_{mp1} + d_{mp2}}{2c} 2 \cos \pi/4$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'impulsion laser est femtoseconde de largeur à mi-hauteur $\tau_L \sim 25fs$. Pour que les deux pré-impulsions interfèrent, il est nécessaire qu'elles se recouvrent temporellement dans le plan focal. Il en découle que si les délais τ_1 et τ_2 ne sont pas identiques, le recouvrement temporel n'est pas optimal et le contraste des interférences diminue. On en déduit que la différence de délai $\delta\tau$ entre les deux pré-impulsions contrôle le contraste de la modulation de fluence. Son expression en fonction des paramètres expérimentaux de contrôle est :

$$\delta\tau = \tau_1 - \tau_2 = \frac{d_{mp1} - d_{mp2}}{c} 2 \cos \pi/4$$

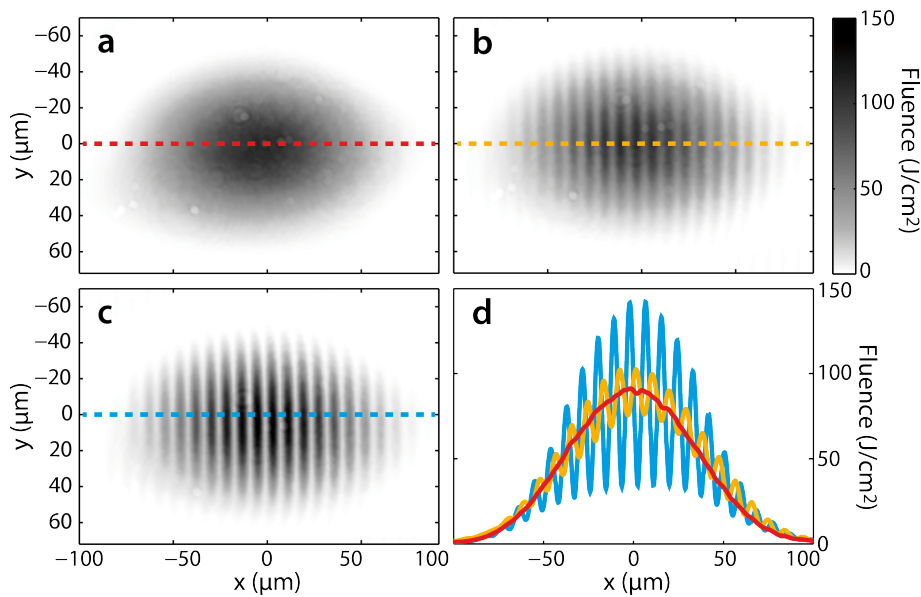


FIGURE 7.8: **Contrôle du contraste pré-impulsion** – a/b/c – Taches focales pré-impulsions expérimentales pour plusieurs différences de délai $\delta\tau = 60fs$, $35fs$ et $0fs$. Profils des taches focales dans le sens de la modulation de fluence. Les contrastes au centre sont respectivement $\delta F/F_0 = 0\%$, 15% et 60% .

Si $\delta\tau = 0fs$, le recouvrement temporel est optimal et le contraste interférentiel est maximal. Si $\delta\tau$ est suffisamment grand, les pré-impulsions ne se focalisent pas au même instant sur la cible et le contraste est nul. La transition est continue entre ces deux cas limites, comme l'illustre la figure 7.8 avec les taches focales pré-impulsion pour trois différences de délais $\delta\tau \sim 60fs$, $35fs$, et $0fs$. Les contrastes pré-impulsion expérimentaux résultant sont alors $\delta F/F_0 = 0\%$, 15% et 60% . Le panneau d présente les profils 1D des fluences des trois taches focales.

Il faut souligner que le contraste maximal n'est pas de 100% . Il est déterminé par le schéma expérimental; par exemple le fait qu'une pré-impulsion soit sélectionnée dans une zone du faisceau laser avec moins d'énergie que l'autre réduit le contraste.

Conclusion

La dépendance de la vitesse d'expansion du pré-plasma avec la fluence pré-impulsion permet, en modulant cette dernière, d'induire une structure sur le plasma dense à la surface de la cible. Dans le cas d'une simple modulation sinusoïdale, on nomme la structure *réseau plasma transitoire*. Ses propriétés sont déterminées par celles de la modulation pré-impulsion. Les comportements attendus sont déduits des simulations hydrodynamiques.

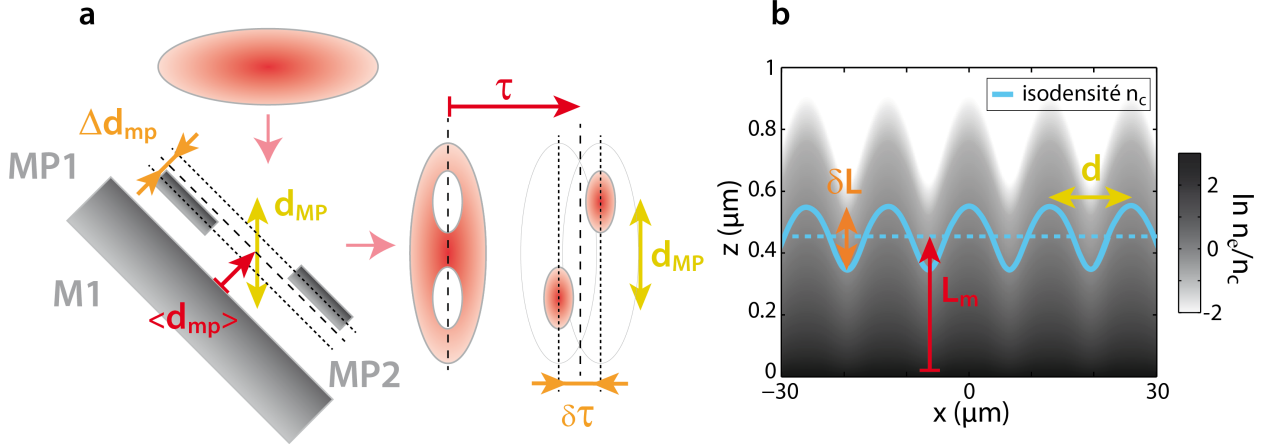


FIGURE 7.9: **Résumé des paramètres expérimentaux de contrôle du réseau plasma** – a – Schéma des paramètres de contrôles des miroirs pré-impulsions sur les délais. – b – Conséquences sur les paramètres du réseau plasma.

Le schéma expérimental que nous avons adopté pour réaliser cette modulation consiste en l'ajout d'une seconde pré-impulsion pour interférer avec la première. Il permet le contrôle de tous les paramètres d'interaction. La figure 7.9 résume l'effet des *paramètres de contrôle* (positions des miroirs pré-impulsion) sur ceux d'interaction. L'écart d_{MP} entre les deux miroirs détermine l'interfrange de modulation d_f dans le plan focal, donc la période spatiale du réseau d dans le plan de la cible ; la distance moyenne entre le miroir principal M1 et les deux miroirs pré-impulsion $\langle d_{mp} \rangle = (d_{mp1} + d_{mp2})/2$ détermine le délai d'expansion τ entre les pré-impulsions et l'impulsion principale, donc la longueur moyenne de gradient lors de l'interaction L_m ; la différence de distances des miroirs pré-impulsion au miroir principal $\Delta d_{mp} = d_{mp1} - d_{mp2}$ détermine le recouvrement temporel $\delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ des deux pré-impulsions, donc le contraste de modulation de la fluence, et ainsi la profondeur du réseau plasma $\delta L/L_m$.

Expérimentalement, avec les paraboles de focales $f = 500\text{mm}$ et $f = 300\text{mm}$, les fluences moyennes atteignent environ $F_0 \sim 90\text{J}/\text{cm}^2$ et $F_0 \sim 200\text{J}/\text{cm}^2$. À contraste maximal $\delta F/F_0 = 60\%$, on déduit des simulations hydrodynamiques des réseaux plasmas théoriques dont les propriétés sont :

$$\left[\frac{L_m}{\tau} \right]_{th} \sim 50\text{nm}/\text{ps} \quad \text{et} \quad \left[\frac{\delta L}{L_m} \right]_{th} \sim 48\% \quad \text{pour} \quad F_0 \sim 90\text{J}/\text{cm}^2 \quad (7.8)$$

$$\left[\frac{L_m}{\tau} \right]_{th} \sim 70\text{nm}/\text{ps} \quad \text{et} \quad \left[\frac{\delta L}{L_m} \right]_{th} \sim 42\% \quad \text{pour} \quad F_0 \sim 200\text{J}/\text{cm}^2 \quad (7.9)$$

Chapitre 8

Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas

Avant d'utiliser les réseaux plasmas, il est essentiel de vérifier expérimentalement que la structure est bel et bien créée à la surface de la cible, et d'en connaître ses propriétés. Pour cela, on la génère avec le dispositif présenté en figure 7.6, et on la sonde avec le faisceau principal.

8.1 Rappel : diffraction sur un réseau

Pour bien comprendre la suite de cette partie quelques rappels sur la diffraction d'un faisceau laser sur un réseau sont nécessaires.

8.1.1 Diffraction d'un faisceau sur un réseau

Expression analytique

Supposons que l'on éclaire un réseau de période spatiale d , et de motif périodique en amplitude complexe $t(x_r)$ pour $x_r \in [0, d]$ dans le plan du réseau. Le faisceau l'éclaire avec un angle d'incidence i et une amplitude spatiale complexe dans le plan focal $a_f(x)$.

L'amplitude complexe du faisceau réfléchi par le réseau est alors :

$$a_r(x) = a_f(x) \cdot [\text{III}_{d_f}(x) \otimes t_f(x)]$$

où $d_f = d \cos i$ est la période spatiale du réseau, III_{d_f} est un peigne de Dirac de période spatiale d_f , $t_f(x)$ le motif réseau, et \otimes un produit de convolution. Le peigne de Dirac représente la répétition du motif t_f .

Loin du réseau, l'intensité laser diffractée est le module carré de la transformée de Fourier de cette amplitude (diffraction de Fraunhofer) :

$$I(\nu_x) = |\widehat{a}_r(\nu_x)|^2 = \left| \widehat{a}_f(\nu_x) \otimes [\text{III}_{1/d_f}(\nu_x) \cdot \widehat{t}_f(\nu_x)] \right|^2 \quad (8.1)$$

où $\widehat{f} = \text{TF}[f]$, et ν_x est la fréquence spatiale. Cette dernière peut être exprimée en fonction de l'angle de divergence :

$$\nu_x = \frac{\tan \theta_x}{\lambda} \simeq \frac{\theta_x}{\lambda}$$

où θ_x est l'angle relatif à la direction spéculaire i .

On retrouve trois termes dans l'expression 8.1. Le premier, \widehat{a}_f , correspond simplement au faisceau réfléchi s'il n'y avait pas de réseau (miroir simple). Il est convolué avec le produit des deux autres termes.

Le second terme est le facteur de structure périodique. C'est un peigne de Dirac de fréquence $1/d_f$, c'est-à-dire un delta de Dirac à tous les angles correspondants à $\nu_x = q/d_f$ où $q \in \mathbb{Z}$. En d'autres termes, la périodicité du réseau induit une périodicité de l'intensité diffractée : le faisceau réfléchi \widehat{a}_f se répète périodiquement, ces répétitions sont nommées *ordres de diffraction d'ordre q* où $q \in \mathbb{Z}$. Leurs positions angulaires i_q sont données par la formule dite *des réseaux* :

$$\sin i_q = \sin i + q \frac{\lambda}{d_f}$$

Dans l'approximation de Fraunhofer (petits angles), et en définissant $\theta = i_q - i$ en tant qu'angle de déviation par rapport à la direction spéculaire, cette formule devient :

$$\theta_q = q \frac{\lambda}{d_f} \quad (8.2)$$

Enfin le dernier terme, \widehat{t}_f , est le facteur de forme. C'est la fonction de propagation du motif de diffraction. Il détermine comment l'énergie est répartie dans les différents ordres de diffraction.

Les régimes de diffraction par un réseau

Pour la suite de cette thèse, on définit trois régimes de diffraction par un réseau, en fonction de la différence entre l'écart angulaire λ/d_f entre chaque ordre de diffraction et l'angle de divergence θ_{div} (ou largeur angulaire) du faisceau laser réfléchi. Ils sont illustrés en figure 8.1 dans le cas d'un réseau sinusoïdal.

Il faut noter que l'angle de divergence d'un faisceau est lié directement à sa taille caractéristique dans le plan focal. Par exemple, pour un faisceau gaussien de waist w_0 , on a $\theta_{div} \simeq 2\lambda/\pi w_0$. Ainsi, comparer l'angle de divergence à la différence angulaire entre les ordres diffractés, revient de façon totalement identique à comparer w_0 à d_f , c'est-à-dire d'évaluer le nombre de motifs du réseau que l'on éclaire. Pour l'exemple figure 8.1, on choisit $w_0 = 5\mu m$, une profondeur réseau en phase de $2.5rad$, et on fait varier la période spatiale du réseau de $d_f = 4\mu m$ à ∞ .

Régime classique Panneau **b**, le faisceau éclaire un grand nombre de motifs réseau, la séparation angulaire des ordres de diffraction est plus grande que la divergence du faisceau laser sans réseau θ_{div} (voir panneau **a**), on a :

$$2w_0 \ll d_f \quad \text{ou} \quad \theta_{div} \ll \frac{\lambda}{d_f}$$

Le profil angulaire d'intensité diffractée consiste alors simplement en un ensemble de répliques du faisceau réfléchi aux positions données par l'expression 8.2, et aux énergies relatives déterminées par $\widehat{t}_f(\theta_q)$.

Régime interférentiel Panneau **c**, le faisceau éclaire environ un motif de diffraction, la séparation des ordres de diffraction est du même ordre que la divergence du faisceau laser sans réseau :

$$2w_0 \sim d_f \quad \text{ou} \quad \theta_{div} \sim \frac{\lambda}{d_f}$$

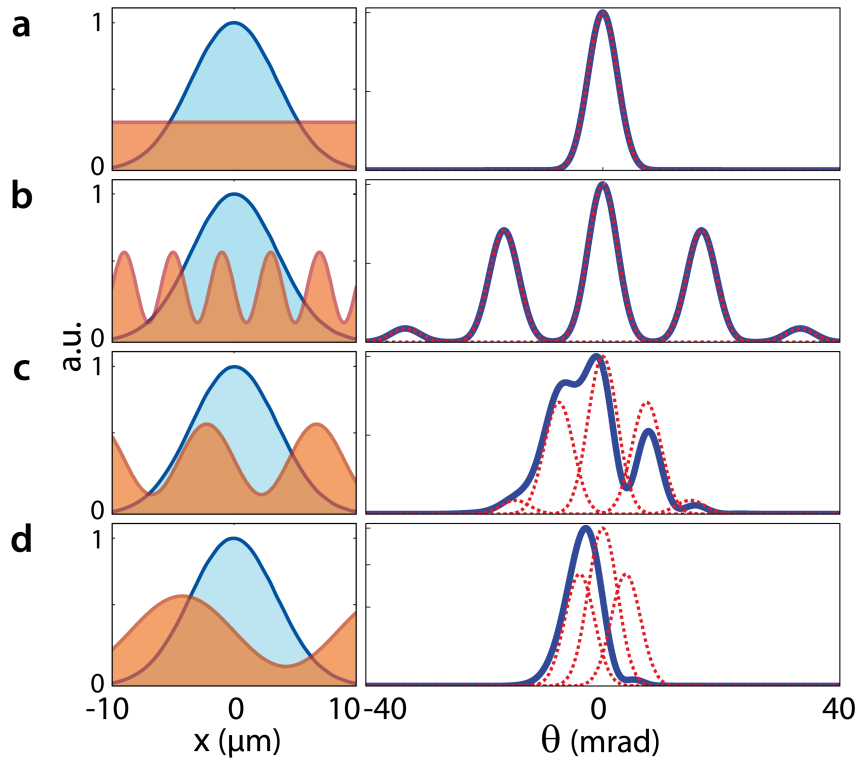


FIGURE 8.1: **Régimes de diffraction sur un réseau.** – À gauche, amplitude complexe laser dans le plan focal : amplitude gaussienne normalisée de largeur $w_0 = 5\mu\text{m}$ en bleu, phase due à la présence d'un réseau de profondeur de phase 2.5rad en rouge. – À droite, profil d'intensité diffractée à l'infini en fonction de l'angle de divergence. En rouge, répliques des différents ordres de diffraction, en bleu, intensité totale du faisceau. – **a** – Réflexion du faisceau sur un miroir classique $d_f = \infty$. – **b/c/d** – Période spatiale du réseau dans le plan focal de respectivement $d_f = 4\mu\text{m}$, $9\mu\text{m}$ et $17\mu\text{m}$.

Les différentes répliques se recouvrent alors, et interfèrent entre elles. Le profil d'intensité n'est plus égal à la somme des intensités des répliques de diffraction.

Régime de décalage angulaire – Panneau **d**, le faisceau éclaire une fraction de motif réseau, localement tout se passe comme si on éclairait un miroir penché :

$$2w_0 \ll d_f \quad \text{ou} \quad \theta_{div} \gg \frac{\lambda}{d_f}$$

Le faisceau réfléchi n'est plus diffracté car on éclaire une portion de motif et non plus un motif périodique. Seul l'angle de réflexion est modifié $i_r \neq i$ et dépend son emplacement sur le motif.

8.1.2 Réseau sinusoïdal

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, on s'attend à ce que les réseaux plasmas générés par l'interférence de deux faisceaux pré-impulsion soient proches de réseaux sinusoïdaux. Nous allons étudier ce cas plus précisément ici.

On se place dans le régime *classique* d'utilisation des réseaux. Pour la suite on définit dans le plan de la cible d_f la période spatiale et δ la profondeur du

réseau. Le facteur de réflexion complexe qu'induit le réseau sur le faisceau réfléchi dans le plan focal est un retard de phase tel que :

$$t_f(x) = \exp[j k_0 \delta \cos i \cos 2\pi x/d_f] \quad (8.3)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le module du vecteur d'onde. On définit $\Delta\phi = 2\pi\delta \cos i/\lambda$.

Résolution analytique

Le profil d'intensité angulaire du faisceau réfléchi est donc le module carré de la convolution du faisceau réfléchi sans réseau et de la transformée de Fourier de la fonction t_f . Celle-ci est donnée par :

$$\widehat{t}_f(\nu_x) = \text{TF}_x \left[\exp[j \Delta\phi \cos 2\pi x/d_f] \right] = \sum_q \left[\delta(\nu_x - q/d_f) \cdot J_q(\Delta\phi) \right]$$

où les $\delta(\nu_x - q/d_f)$ sont des deltas de Dirac en $\nu_x = q/d_f$ (on retrouve le peigne de Dirac, facteur de structure), et les J_q sont les fonctions de Bessel $J_q(x)$ définies par :

$$J_q(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k+n}}{k!(k+n)!} \quad (8.4)$$

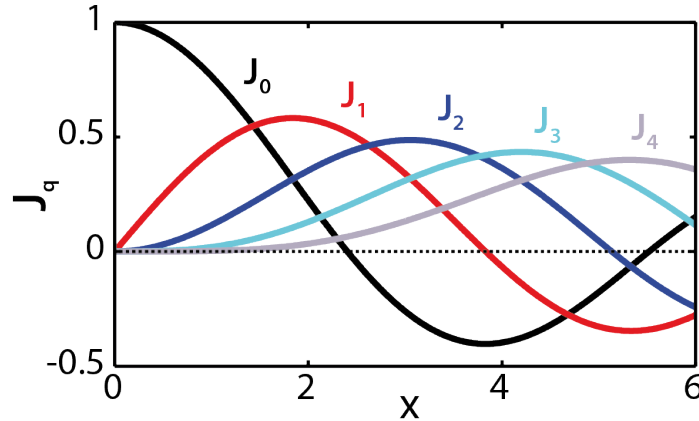


FIGURE 8.2: **Fonctions de Bessel** – Tracés des fonctions de Bessel d'ordre $q = 0$ à 4 définies en équation 8.4.

La figure 8.2 trace les $J_q(x)$ d'ordre $q = 0$ à 4 pour $x \in [0, 6]$. On en déduit l'intensité de chaque réplique de diffraction, en unité de l'intensité totale :

$$I_q = I(\theta_q) = |J_q(\Delta\phi)|^2 = |J_q(2\pi\delta \cos i/\lambda)|^2 \quad (8.5)$$

Il faut souligner une propriété importante des fonctions de Bessel :

$$\sum_{q=-\infty}^{\infty} |J_q(x)|^2 = 1 \quad (8.6)$$

Elle signifie ici que la somme de l'intensité de tous les ordres de diffraction est égale à l'intensité totale : la diffraction sur un réseau ne change pas l'intensité réfléchie, mais la répartit sur les différents ordres.

Calcul numérique

Pour illustrer le profil d'intensité obtenu par la diffraction d'un faisceau gaussien sur un réseau sinusoïdal, on le calcule numériquement.

Dans le plan focal, le champ a une amplitude gaussienne de waist $w_0 = 30\mu m$ et une phase donnée par l'expression 8.3 où la période spatiale du réseau est $d_f = 20\mu m$. Pour différentes valeurs de profondeur réseau $\delta \cos i \in [0, 450nm]$, la propagation du champ est calculée par le module carré de la transformée de Fourier $I(\nu_x) = |\text{TF}[a_f(x)]|^2$. Les profils d'amplitude et de phase sont illustrés en figure 8.3a et b. Les profils angulaires d'intensité diffractée résultants sont présentés sur les panneaux c, normalisés au maximum d'intensité, et d, en fonction de la profondeur de réseau. On retrouve des répliques du faisceau principal aux angles normalisés $\theta_q \cdot \lambda / d_f = \pm q$.

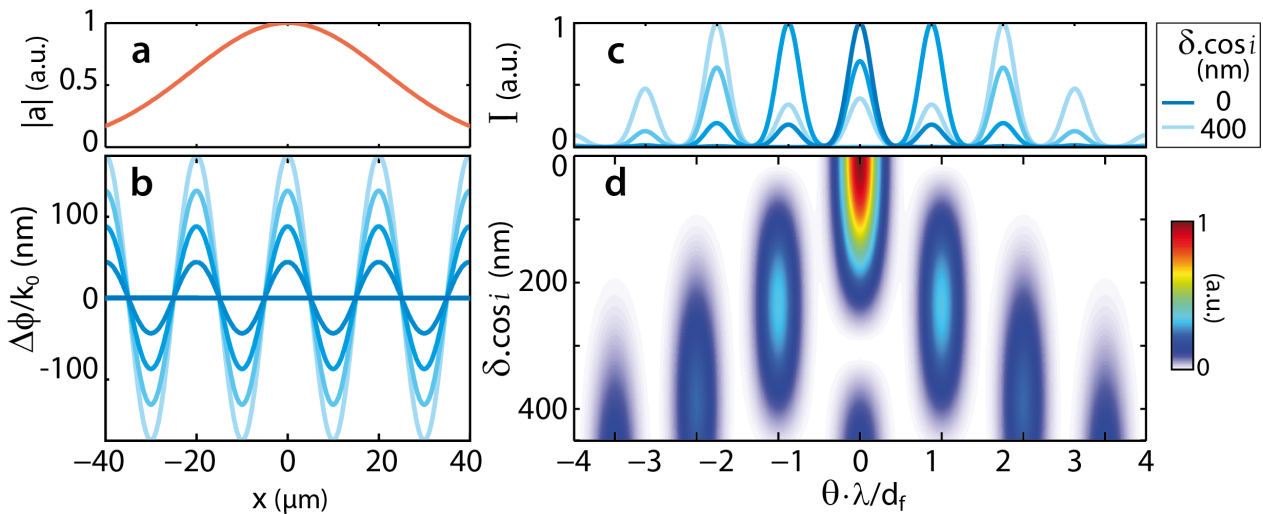


FIGURE 8.3: Calcul numérique de la diffraction d'un faisceau gaussien sur un réseau sinusoïdal – a – Amplitude spatiale simulée du faisceau gaussien réfléchi dans le plan focal sur un réseau. – b – Phase spatiale en unité de vecteur d'onde induite par un réseau sinusoïdal dans le plan focal pour différentes profondeurs de réseau. – c – Profils angulaire d'intensité diffractée normalisée résultants en fonction de l'angle normalisé. – d – Profils d'intensité diffractée résultants en fonction de la profondeur de réseau.

L'expression 8.5 et les figures 8.2 et 8.3 nous permettent de mieux comprendre la diffraction d'un faisceau sur réseau sinusoïdal en régime *classique* de diffraction.

À profondeur de réseau nulle $\delta = 0nm$, on a $I_0 = |J_0(0)|^2 = 1$ et $I_q = |J_q(0)|^2 = 0, \forall q \neq 0$: le réseau est un simple miroir, le faisceau est réfléchi de façon spéculaire. L'augmentation de la profondeur de réseau réduit l'intensité relative du faisceau principal $q = 0$ et les ordres latéraux $\pm q$ augmentent. On peut noter trois valeurs remarquables dans l'intervalle qui nous intéresse. Tout d'abord, la valeur $\Delta\phi \sim 1.5$ (voir figure 8.2) au delà de laquelle les ordres $q = \pm 1$ deviennent prépondérants par rapport à l'ordre 0. Ensuite, les valeurs $\Delta\phi \sim 2.4$ et 3.8 pour lesquelles les ordres respectifs $q = 0$ et $q = \pm 1$ s'annulent.

Caractérisation d'un réseau sinusoïdal

Expérimentalement, c'est le profil angulaire d'intensité diffractée que l'on mesure. Une méthode pour déduire la profondeur du réseau à partir de la hauteur relative des ordres de diffraction est proposée ici.

Pour cela on compare l'intensité de chaque ordre q relativement à celle de l'ordre inférieur $q-1$. Cette valeur s'exprime analytiquement par l'expression :

$$\frac{I_q}{I_{q-1}} = \left| \frac{J_q(\Delta\phi)}{J_{q-1}(\Delta\phi)} \right|^2 \quad (8.7)$$

Il faut souligner que l'on ne choisit pas de comparer les ordres q uniquement à l'ordre 0 (I_q/I_0) car pour la valeur de profondeur de réseau δ telle que I_0 s'annule ($\Delta\phi \sim 2.4$) les valeurs I_q/I_0 sont indéfinies. Alors que pour cette même profondeur, $I_1 \neq 0$ et $I_2 \neq 0$ (voir figure 8.2) donc I_2/I_1 est défini.

La figure 8.4a présente les intensités normalisées par l'intensité totale des ordres de diffraction $q = 0, 1, 2, \text{ et } 3$, en fonction de la profondeur de réseau δ . Le panneau **b** montre les rapports d'intensité entre deux ordres consécutifs I_q/I_{q-1} pour les ordres $q = 1, 2, \text{ et } 3$. Ici, ces valeurs sont présentées uniquement dans l'intervalle $I_q/I_{q-1} \in [0, 2]$. Cela revient expérimentalement à toujours comparer des ordres consécutifs d'énergies équivalentes. Si $I_q > 2I_{q-1}$, les incertitudes expérimentales sont trop importantes, et on choisit un autre couple $q/(q-1)$.

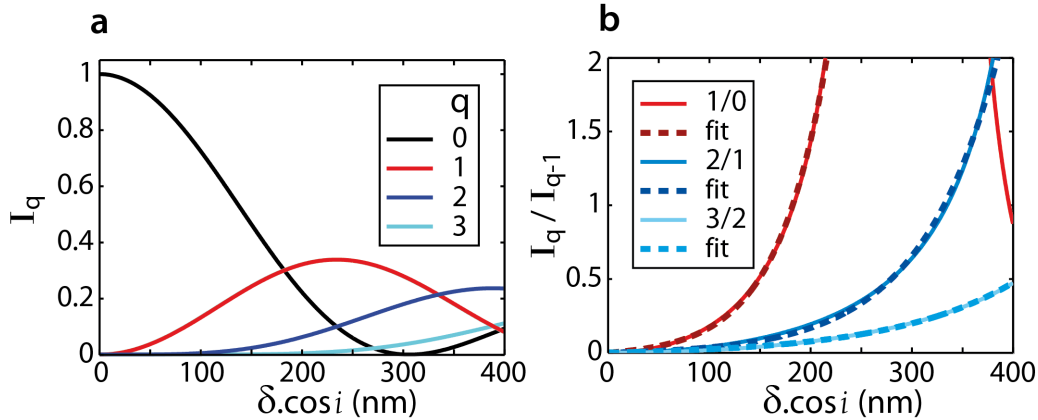


FIGURE 8.4: **Intensité des ordres de diffraction** – **a** – Intensités I_q des répliques de diffraction $q \in [0, 3]$ d'un faisceau réfléchi avec un angle d'incidence i sur un réseau sinusoïdal dans le régime *classique* en unité de l'intensité totale en fonction de la profondeur réseau : données par l'expression 8.5. – **b** – En traits pleins, mêmes intensités tracées relativement à celles des répliques d'ordre inférieur : I_q/I_{q-1} pour $q \in [1, 3]$. En traits pointillés, ces valeurs sont approchées par la fonction définie en expression 8.8.

La figure 8.4b montre que les intensités relatives sont des fonctions monotones croissantes sur les intervalles choisis ($\delta \cos i < 400 \text{ nm}$ et $I_q/I_{q-1} < 2$). Ce sont des bijections de l'espace des δ vers l'espace des intensités relatives ; c'est-à-dire qu'une unique valeur δ correspond à une unique valeur I_q/I_{q-1} .

L'expression des intensités relatives en fonction de la profondeur de réseau (donnée en formule 8.7) n'est pas triviale à inverser analytiquement. Cependant, on peut reproduire au mieux ces bijections par des fonctions connues inversibles. Cette inversion permet alors de connaître analytiquement quelle profondeur réseau δ a engendré un profil angulaire d'intensité diffractée aux I_q/I_{q-1} mesurables.

Les intensités relatives I_q/I_{q-1} , illustrées figure 8.4b, sont ajustées par la fonction suivante :

$$\left[\frac{I_q}{I_{q-1}} \right]_{fit} (\delta \cos i) = \alpha_0 (\exp[\delta \cos i / \beta_0] - 1) \quad (8.8)$$

Les meilleurs paramètres d'ajustement obtenus sont donnés en table 8.1. Il correspondent aux courbes en traits pointillés figure 8.4b.

$q/q-1$	$\alpha_0 \cdot 10^3$	β_0 (nm)
1/0	26.748	49.830
2/1	13.699	77.115
3/2	18.476	121.833

TABLE 8.1: Paramètres qui reproduisent au mieux les intensités relatives I_q/I_{q-1} en fonction de la profondeur du réseau par l'expression 8.8– voir traits pointillés figure 8.8b.

En conclusion, à partir des intensités relatives de deux ordres de diffraction consécutifs I_q/I_{q-1} , on peut déterminer la profondeur de réseau qui a engendré la figure de diffraction, par l'expression 8.9 et les valeurs en table 8.1.

$$\delta = 1/\cos i \cdot [\beta_0]_{q/q-1} \cdot \ln \left(1 + \frac{[I_q/I_{q-1}]}{[\alpha_0]_{q/q-1}} \right) \quad (8.9)$$

8.2 Caractériser un réseau plasma

8.2.1 Différence physique du réseau plasma par rapport au réseau pré-gravé

Dans la section précédente, on a montré comment il est possible, à partir de la figure de diffraction d'un faisceau réfléchi sur un réseau sinusoïdal dans un régime *classique* de diffraction, d'en déduire les propriétés du réseau. Les répliques de diffraction nous informent sur la période spatiale d par leurs positions angulaires, et sur la profondeur δ par leurs intensités relatives.

Si on suppose le *réseau sinusoïdal parfait*, le profil $z_r(x)$ de la position de réflexion est défini par l'équation :

$$z_r(x) = \delta/2 \cos 2\pi x/d \quad (8.10)$$

Suivant l'axe z , pour $z > z_r$ le laser se propage dans le vide ; en $z = z_r$ le laser se réfléchit ; en $z < z_r$ le laser ne pénètre pas à l'intérieur du miroir.

Dans le cas d'un réseau plasma, la situation physique est beaucoup plus compliquée. Le laser se réfléchit à la densité $n_c \cos^2 i$. Cependant, il accumule du retard dans les zones où le plasma est moins dense, avant et après sa réflexion. De plus, la trajectoire d'un rayon au sein du plasma sous-dense n'est pas en ligne droite comme dans le vide [52]. Enfin, si l'éclairement est assez élevé, le laser modifie le plasma (par la pression de radiation par exemple) donc modifie le profil du réseau qui le réfléchit.

Ainsi, il est essentiel de comprendre à quoi correspond exactement la profondeur δ que l'on mesure lorsque l'on fait diffracter un faisceau laser sur un réseau plasma.

8.2.2 Densité effective de réflexion

Surface effective de réflexion

Pour comprendre ce que l'on mesure sur un réseau plasma, on définit la *densité effective de réflexion* du laser et sa *surface effective de réflexion*.

Cette *surface effective de réflexion* est la position équivalente $z_r(x)$ à laquelle le laser se réfléchirait sur un *réseau sinusoïdal parfait* pour obtenir la même intensité diffractée que celle obtenue sur réseau plasma. La *densité effective de réflexion* n_r est alors la densité du plasma

dont la surface isodensité $z[n_r](x)$ dans le réseau plasma initial (*i.e.* non perturbé par l'interaction) correspond à la *surface effective de réflexion* : $z[n_r](x) = z_r(x)$.

En d'autres termes, la *densité effective de réflexion* est telle que l'on peut remplacer mathématiquement le réseau plasma par un réseau sinusoïdal parfait dont le profil correspond à son isodensité, nommée ici *surface effective de réflexion*.

Il faut souligner que cette densité est une définition mathématique qui n'a *a priori* aucun lien avec la densité de réflexion réelle $n_c \cos^2 i$.

D'après ces définitions, la mesure du profil angulaire d'intensité diffractée sur réseau plasma (intensités relatives des ordres de diffraction) permet de déduire la profondeur δ_r de cette *surface effective de réflexion* par l'expression 8.9.

Déduire la profondeur du réseau plasma à partir de la mesure

En supposant le profil de densité exponentiel, équation 1.2, pour un réseau plasma sinusoïdal parfait, la longueur de gradient est donnée par l'expression 7.2 page 88. On en déduit que le profil de densité 2D du plasma est donné par l'expression :

$$n(x, z) = n_0 \exp \left[-\frac{z}{L_m + \delta L/2 \cos 2\pi x/d} \right] \quad (8.11)$$

où L_m est la longueur moyenne de gradient et δL la profondeur de réseau définie sur le paramètre de longueur de gradient.

L'inversion de cette formule permet d'exprimer le profil de la *surface effective de réflexion* $z_r(x)$ en fonction de la *densité effective de réflexion* n_r :

$$z_r(x) = z[n_r](x) = (L_m + \delta L/2 \cos 2\pi x/d) \cdot \ln \frac{n_0}{n_r} \quad (8.12)$$

La comparaison de cette équation à l'équation 8.10 pour un réseau parfait permet de déduire l'expression de la profondeur du réseau plasma δL en fonction de la profondeur de la *surface effective de réflexion* δ_r et de la *densité effective de réflexion* n_r :

$$\delta L = \frac{\delta_r}{\ln n_0/n_r} \quad (8.13)$$

En conclusion, pour caractériser expérimentalement la profondeur d'un réseau plasma δL , il faut à la fois connaître la profondeur de la *surface effective de réflexion* δ_r , donnée par la mesure, ainsi que la *densité effective de réflexion* n_r qui lui correspond.

8.2.3 Simulation PIC d'interaction laser - réseau plasma

Pour déterminer la *densité de réflexion effective*, on s'appuie sur des simulations PIC 2D d'interaction d'un faisceau laser avec un réseau plasma.

Le principe est de simuler un réseau plasma parfaitement connu mathématiquement avec des paramètres L_m et δL en entrées de la simulation. On relève l'intensité diffractée en sortie. Grâce à celle-ci, la profondeur δ_r de la *surface effective de réflexion* est déterminée par l'expression 8.9. δL et δ_r étant connus, il suffit d'inverser l'expression 8.13 pour en déduire la *densité effective de réflexion* théorique (PIC) :

$$n_r = n_0 \exp[-\delta_r/\delta L] \quad (8.14)$$

Paramètres de simulation

La figure 8.5a illustre la simulation de l'interaction d'un faisceau laser avec un réseau plasma. Dans le plan focal, le laser a un waist $w_0 = 3\lambda$ et un éclairement $a_0 = 0.05$. Son angle d'incidence est $i = 45^\circ$. Le réseau plasma a une densité électronique et ionique définie par l'expression 8.11. Elle est bornée entre $n_{min} = 0.1n_c$ et $n_{max} = 400n_c$. La densité d'inflexion est $n_0 = 40n_c$ (voir section 5.3.2). Les propriétés du réseau plasma sont $L_m = \lambda/10$, $\delta L = 20\%L_m$, et $d = 4\mu m$.

Comme au chapitre 6, la sonde (voir figure 8.5) enregistre le champ laser réfléchi. On en déduit à la fois le champ réfléchi du laser dans le plan focal, équation 6.2, ainsi que le profil angulaire d'intensité diffractée à l'infini, équation 6.1.

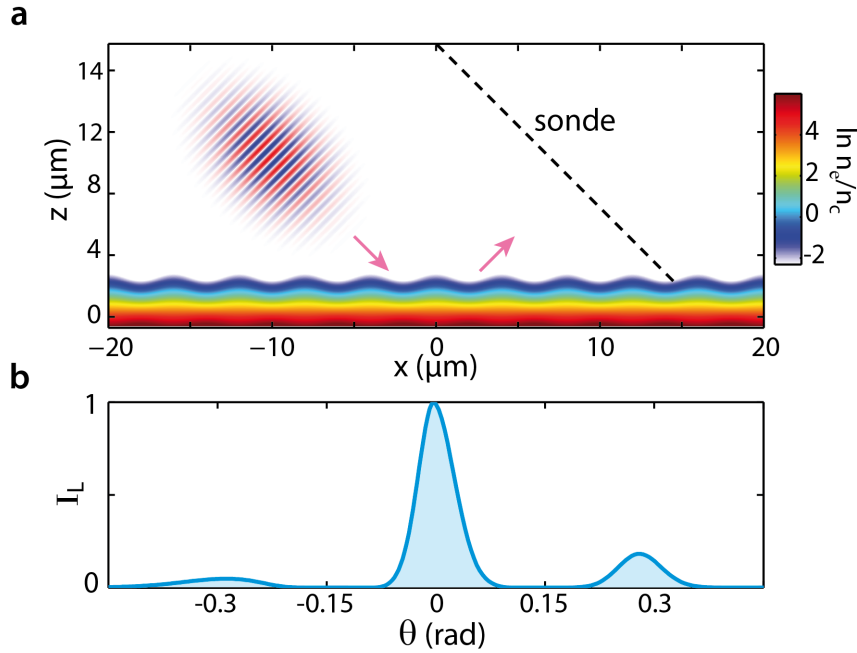


FIGURE 8.5: **Simulation PIC de réflexion d'un faisceau sur un réseau plasma** – **a** – Illustration de la boîte de simulation : laser incident, densité du réseau plasma définie par l'expression 8.11, et position de la sonde qui enregistre le faisceau réfléchi. – **b** – Profil angulaire du laser réfléchi sur réseau plasma.

La figure 8.5b montre le profil angulaire d'intensité diffractée obtenu. Deux caractéristiques importantes sont observées. Tout d'abord, on retrouve des répliques de diffraction d'ordre $q = \pm 1$ de part et d'autre du spéculaire. Par ailleurs, on note une asymétrie en intensité entre ces deux répliques.

L'asymétrie de diffraction sur réseau plasma

Il se trouve que cette asymétrie est également observée expérimentalement (voir section 8.3). Dès lors, comment déterminer la profondeur de la *surface effective de réflexion* à partir de l'intensité relative des pics de diffraction I_q/I_{q-1} (expression 8.9) si les ordres opposés $\pm q$ n'ont pas la même intensité ?

Pour y répondre, il faut tout d'abord comprendre l'origine de cette asymétrie. Pour cela, le champ laser réfléchi, obtenu par la simulation PIC, est tracé dans le plan focal figure 8.6a en amplitude (panneaux du haut) et en phase (panneaux du bas).

On constate que ce n'est pas uniquement la phase qui est modulée, mais également l'amplitude. C'est-à-dire que la réflectivité le long du réseau plasma varie. De surcroît, une observation plus attentive révèle que les modulations d'amplitude et de phase sont en quadrature de phase.

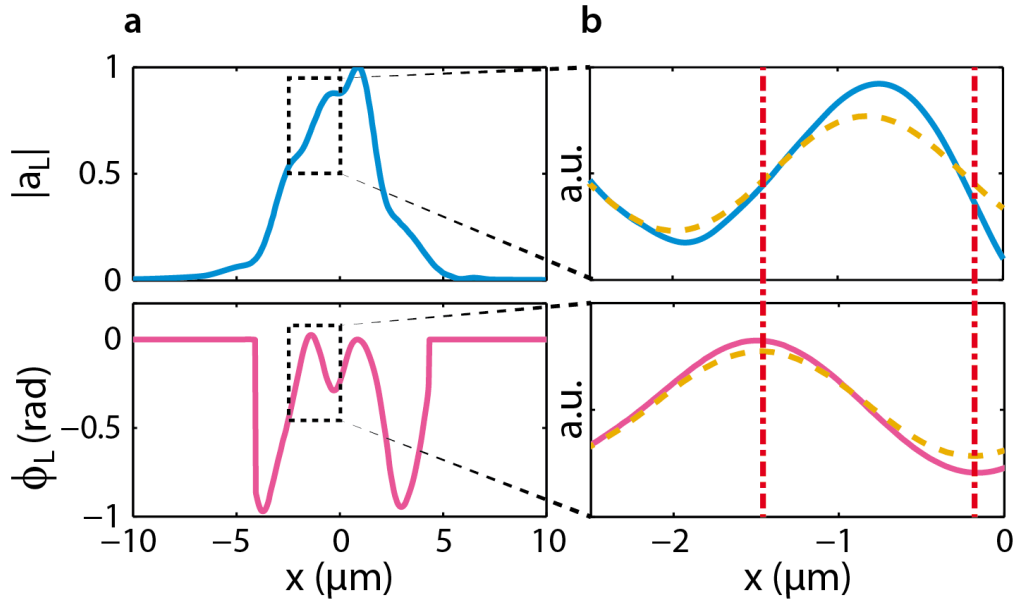


FIGURE 8.6: **Champ dans le plan focal du laser réfléchi sur réseau plasma obtenu par simulation PIC** – **a** – Amplitude (en haut) et phase (en bas) du champ spatial dans le plan focal du laser réfléchi sur réseau plasma déduit de la sonde PIC à partir de la simulation illustrée en figure 8.5. – **b** – Mêmes données agrandies dans l’intervalle $x \in [-2.5\mu\text{m}, 0\mu\text{m}]$, avec la dépendance linéaire enlevée. En traits pointillés réguliers, ces données sont filtrées à la fréquence spatiale de la modulation due au réseau. Les traits pointillés verticaux guident les yeux pour illustrer la quadrature des deux modulations.

Les panneaux **b** l’illustrent : les amplitudes et phases spatiales sont présentées en traits pleins dans un intervalle plus restreint où leurs parties linéaires ont été enlevées. En traits pointillés sont présentées ces mêmes données filtrées à la fréquence spatiale du réseau $\nu_x = 1/d_f$. On constate alors qu’un maximum, ou minimum, de la modulation de phase correspond à une pente de la modulation d’amplitude. Ainsi pour une modulation de phase en $\cos 2\pi x/d_f$, la modulation d’amplitude est en $\sin 2\pi x/d_f$.

Cette opposition de phase entre les deux modulations spatiales (de phase et d’amplitude) indique le fait que la réflectivité du miroir plasma dépend de l’angle d’incidence. Comme illustré en figure 8.7, suivant qu’un rayon du faisceau laser interagisse localement avec une pente ou l’autre du réseau plasma, l’angle d’incidence diffère. Pour un réseau plasma de profondeur $L_m = \lambda/10$, $\delta L/L_m = 20\%$, et $d = 4\mu\text{m}$, la différence d’angle d’incidence local entre les deux pentes du réseau plasma (au niveau de la densité réelle de réflexion $n_c \cos^2 i$) est environ $\Delta i \simeq 5^\circ$. Des études numériques complémentaires sont en cours pour mieux évaluer ce phénomène.

8.2.4 Effet de l’asymétrie sur la profondeur réseau reconstruite

Avant de pouvoir déduire des simulations PIC la *densité effective de réflexion* n_r (à partir de l’expression 8.14) il faut comprendre comment traiter l’asymétrie d’intensité des ordres de diffraction opposés.

On calcule numériquement la réflexion d’un faisceau laser sur un *réseau sinusoïdal parfait* en ajoutant une modulation d’amplitude sinusoïdale en quadrature avec la modulation de phase. Le comportement de l’intensité des ordres de diffraction est étudié en fonction de la profondeur de modulation d’amplitude.

On reprend les simulations numériques, réalisées en section 8.1.2, d’un faisceau gaussien qui se réfléchit sur un réseau sinusoïdal parfait en régime *classique* de diffraction. La profondeur

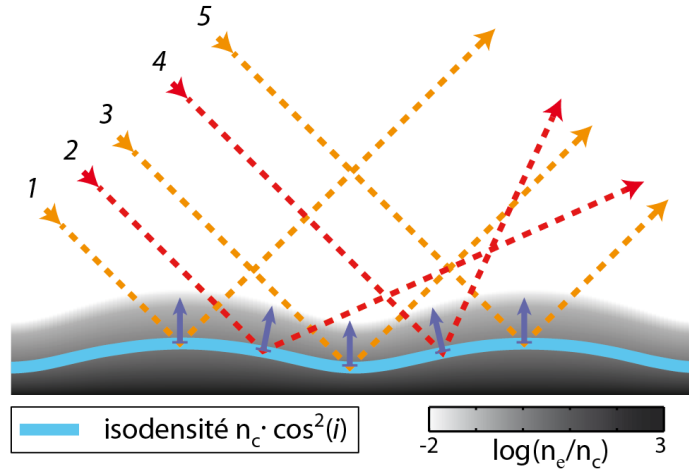


FIGURE 8.7: **Illustration simplifiée de l'origine de l'asymétrie d'un faisceau réfléchi sur réseau plasma.** Cinq rayons se réfléchissent localement au niveau de la densité réelle de réflexion du réseau plasma $n_c \cos^2 i$. Suivant la zone d'interaction, l'angle d'incidence local varie.

réseau est fixée à $\delta \cos i = 200nm$. La profondeur ε de modulation d'amplitude est ajoutée sous la forme d'une phase $\exp k_0 \varepsilon$ pour pouvoir comparer sa valeur à celle de la profondeur de modulation de phase δ . Le facteur de réflexion complexe du réseau est alors :

$$t_f(x) = \exp \left[jk_0 \delta \cos i \cos 2\pi x/d_f + k_0 \varepsilon \sin 2\pi x/d_f \right] \quad (8.15)$$

La transformée de Fourier du facteur de réflexion de l'équation ci-dessus n'est pas triviale analytiquement. On choisit donc de calculer le profil angulaire d'intensité diffractée numériquement.

La figure 8.8a présente le faisceau laser réfléchi simulé en amplitude et en phase dans le plan focal pour différentes profondeurs ε de modulation d'amplitude. Le panneau b montre les profils angulaires d'intensité résultants. Plus la modulation d'amplitude est importante, plus le profil d'intensité est asymétrique. Pour $\varepsilon = 100nm$, quasiment toute l'énergie est du côté des angles positifs.

Sur le panneau c sont tracées les intensités des ordres $q = \pm 1$ relatives à celle de l'ordre $q = 0$ en fonction de la profondeur de la modulation d'amplitude ε . Pour $\varepsilon = 0nm$, $I_{+1} = I_{-1} \simeq 1.5I_0$. L'augmentation de ε induit une augmentation de I_{+1} , et une diminution similaire de I_{-1} . En rouge est tracée la moyenne des intensités des pics $q = \pm 1$ relativement à l'ordre $q = 0$, à savoir $(I_{+1} + I_{-1})/2I_0$. On constate que celle-ci est quasiment constante en fonction de ε , même pour des valeurs de l'ordre de $\varepsilon = 100nm$ qui correspondent à des asymétries quasiment totales.

En conclusion, la modulation d'amplitude ne change pas l'énergie totale comprise dans deux ordres opposés $\pm q$ mais change la répartition d'énergie entre ces deux ordres. Ainsi pour connaître l'intensité des répliques de diffraction s'il n'y avait pas de modulation d'amplitude, il suffit de calculer la moyenne des intensités des pics de diffraction d'ordre opposé :

$$I_q[\varepsilon = 0] = 0.5(I_{+q}[\varepsilon] + I_{-q}[\varepsilon])$$

On en déduit que pour connaître la profondeur d'un réseau sinusoïdal à partir des intensités relatives des ordres consécutifs, l'expression 8.9 est toujours appropriée dans le cas où il y a de la modulation d'amplitude (en quadrature avec celle de phase), à condition de remplacer les intensités I_q par la moyenne entre les deux ordres opposés $I_q = 0.5(I_{+q} + I_{-q})$. L'expression devient alors :

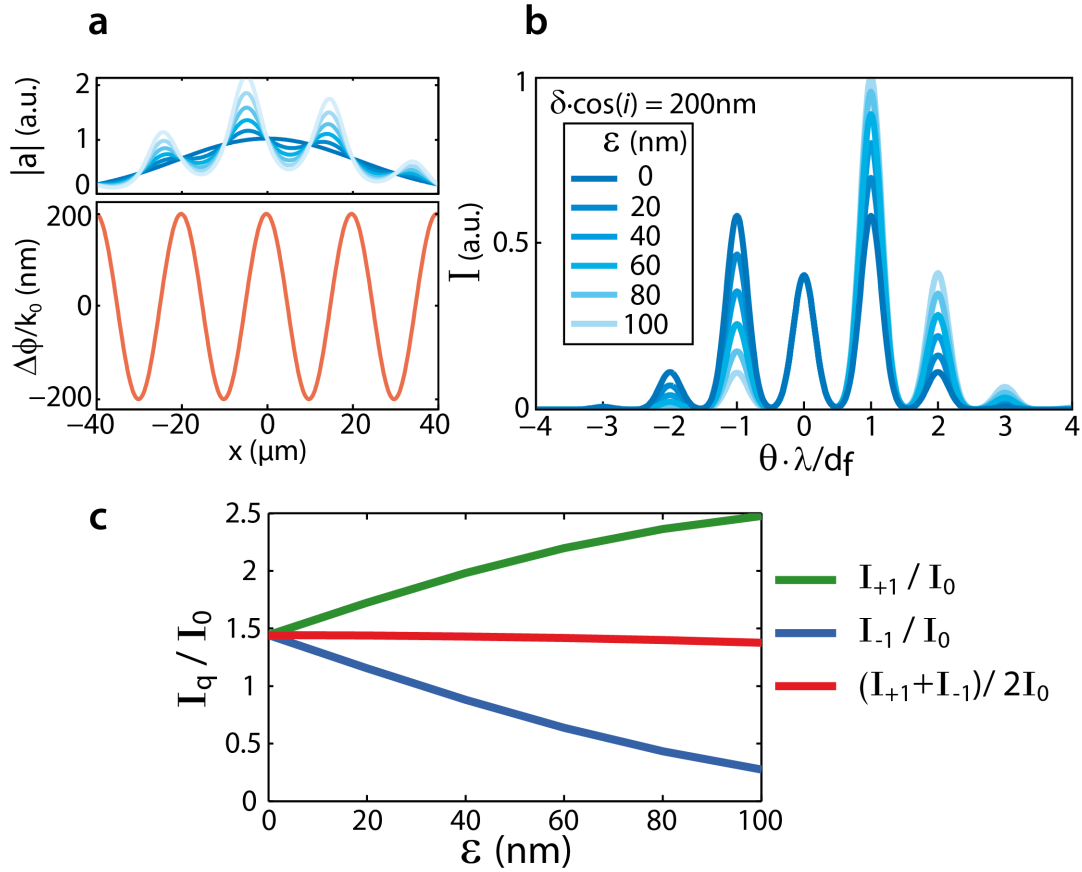


FIGURE 8.8: **Calculs numériques du laser réfléchi sur réseau sinusoïdal parfait avec modulation d'amplitude** – **a** – Simulations de l'amplitude (en haut) et phase (en bas) du champ spatial dans le plan focal d'un laser réfléchi sur réseau sinusoïdal parfait de profondeur $\delta \cdot \cos i = 200\text{nm}$, avec modulation d'amplitude en quadrature définie en équation 8.15, de différentes profondeurs $\epsilon \in [0\text{nm}, 100\text{nm}]$. – **b** – Profils normalisés d'intensité diffractée résultants. – **c** – Intensités des répliques de diffraction d'ordre $q = +1$ (vert) et -1 (bleu) relatives à celle de l'ordre 0 en fonction de la profondeur de modulation d'amplitude ϵ . En rouge, moyenne de ces deux données : $(I_{+1} + I_{-1})/2I_0$.

$$\delta_r = 1/\cos i \cdot [\beta_0]_{q/q-1} \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{[\alpha_0]_{q/q-1}} \cdot \frac{I_{+q} + I_{-q}}{I_{+(q-1)} + I_{-(q-1)}} \right) \quad (8.16)$$

8.2.5 Densité effective de réflexion

Le paramètre de profondeur du réseau plasma δL est connu dans les simulations PIC. Grâce aux profils angulaires d'intensité diffractée obtenus, la profondeur de modulation de la *surface effective de réflexion* δ_r peut être déduite par l'équation 8.16. On peut alors en déduire la *densité effective de réflexion* par l'expression 8.14.

Densité de réflexion pour différentes longueurs moyennes de gradient

On réalise plusieurs simulations PIC d'interaction d'un laser avec un réseau plasma. Les propriétés du laser et de densité sont identiques à la simulation présentée en section 8.2.3. Le réseau plasma est décrit par l'équation 8.12. La profondeur de réseau est constante en unité de longueur moyenne de gradient : $\delta L / L_m = 20\%$. Plusieurs simulations sont faites pour des longueurs moyennes de gradient différentes : $L_m \in [\lambda/50, \lambda/3]$.

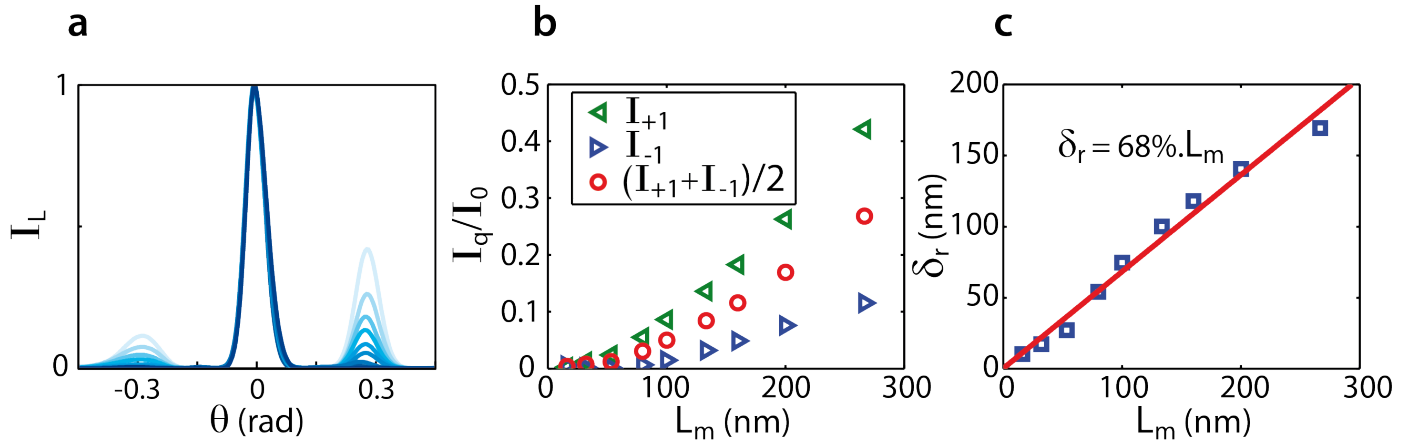


FIGURE 8.9: **Simulations PIC du laser réfléchi sur réseaux plasmas pour différentes longueurs moyennes de gradient** – **a** – Profils angulaires d’intensité obtenus par simulations PIC pour un laser d’éclairement $a_0 = 0.05$ réfléchi sur réseaux plasmas de différentes longueurs moyennes de gradient $L_m \in [\lambda/50, \lambda/3]$ et de profondeurs réseaux identiques $\delta L/L_m = 20\%$. –**b** – Triangles, intensités des répliques de diffraction d’ordre $q = \pm 1$ relatives à celle de l’ordre 0. Ronds, moyenne de ces données $(I_{+1} + I_{-1})/2I_0$. – **c** – Carrés, déduction de la profondeur de la *surface effective de réflexion* par l’expression 8.16 en fonction de L_m . Trait plein, meilleur ajustement de ces valeurs par une fonction linéaire : $\delta_r = 68\%L_m$.

La figure 8.9a présente les différents profils angulaires d’intensité normalisée obtenus. Plus la longueur de gradient est importante, plus les ordres de diffraction ± 1 augmentent (car la profondeur du réseau augmente également $\delta L = 20\%L_m$). Les intensités des ordres $+1$ et -1 relatives à l’ordre 0 sont présentées sur le panneau b en fonction de la longueur de gradient L_m . Les ronds sont la moyenne de ces deux grandeurs $0.5(I_{+1} + I_{-1})$. À partir de ces valeurs, on déduit la profondeur δ_r de la *surface effective de réflexion* en fonction de la longueur moyenne de gradient L_m par l’équation 8.16. Comme illustré au panneau c, celle-ci est linéaire avec la longueur de gradient. Le meilleur ajustement linéaire aboutit à un coefficient de 0.68. Sachant que la profondeur de réseau est donnée par $\delta L = 20\%L_m$, on en déduit que pour un éclairement $a_0 = 0.05$, on a :

$$\delta_r = 3.4\delta L \quad (8.17)$$

Cette linéarité indique que quelque soit la longueur moyenne de gradient, la *densité effective de réflexion* est identique. C’est un résultat qui semble logique étant donné qu’à faible éclairement ($a_0 = 0.05$) le plasma est très peu modifié par la pression de radiation. À partir des expressions 8.14 et 8.17, on aboutit à la *densité effective de réflexion* du laser sur réseau plasma pour un faible éclairement $a_0 = 0.05$ de :

$$n_r = 40n_c e^{-3.4} = 1.33n_c \quad (8.18)$$

Ce résultat est assez proche de la densité critique.

Densité de réflexion pour différents éclaircissements

Pour des éclaircissements plus importants le réseau plasma est modifié lors de l’interaction. La pression de radiation enfonce le plasma. Cet enfoncement est modélisé analytiquement en section 3.3.1. À éclairement constant, l’enfoncement augmente avec la longueur de gradient. Dans le cas d’un réseau plasma, cela revient à le lisser : les zones de long gradient sont plus

enfouées que les zones de court gradient, donc le réseau en est réduit d'autant. De plus, à longueur de gradient constante, l'enfoncement augmente avec l'éclairement. Ainsi le réseau plasma sera d'autant plus lissé que l'éclairement est important. Pour un même réseau plasma, plus l'éclairement est important, plus celui-ci est lissé, donc moins la *surface effective de réflexion* est profonde : δ_r diminue avec a_0 .

Pour évaluer l'impact de l'éclairement sur la *surface effective de réflexion*, on réalise différentes simulations PIC avec un réseau plasma identique ($L_m = \lambda/5$ et $\delta L/L_m = 20\%$) et différents éclaircements $a_0 \in [0.05, 4]$.

La figure 8.10a illustre en fonction de a_0 les intensités des répliques de diffraction +1 et -1 relatives à l'ordre 0, ainsi que la moyenne de ces deux grandeurs $0.5(I_{+1} + I_{-1})$. À partir de cette moyenne, au panneau b, on déduit la profondeur de la *surface effective de réflexion* δ_r en fonction de l'éclairement par l'expression 8.16. Cette profondeur diminue avec a_0 ce qui confirme que plus l'éclairement est élevé, plus le réseau est lissé.

La *densité de réflexion effective* est l'isodensité du réseau plasma non perturbé dont le profil est la *surface effective de réflexion*. Cette dernière se lissant avec a_0 , la *densité effective de réflexion* augmente avec l'éclairement. Les valeurs, déduites par l'équation 8.14, sont illustrées en figure 8.10c. On peut souligner que ces valeurs s'écartent assez rapidement de la densité critique quand a_0 devient relativiste : $n_r(0.05) \sim 1.3n_c$, $n_r(1) \sim 4n_c$, et $n_r(4) \sim 6n_c$.

Il faut noter que ces valeurs sont uniquement valables pour une longueur moyenne de gradient de $L_m = \lambda/5$. À plus faible longueur de gradient, l'enfoncement est moins important et on peut s'attendre à ce que le réseau soit moins lissé, et inversement à plus grande longueur de gradient.

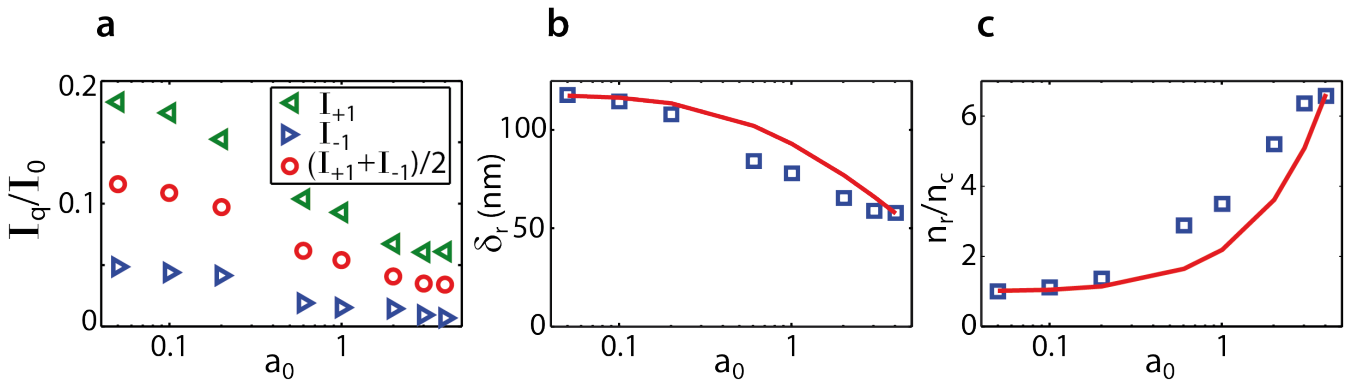


FIGURE 8.10: **Simulations PIC du laser réfléchi sur réseau plasma pour différents éclaircements** – **a** – Triangles, intensités des répliques de diffraction d'ordre $q = \pm 1$ relatives à celle de l'ordre 0 en fonction de l'éclairement $a_0 \in [0.05, 4]$ obtenues par plusieurs simulations PIC avec des conditions de réseau plasma identiques. Ronds, moyenne de ces valeurs $(I_{+1} + I_{-1})/2I_0$. – **b** – Carrés, déduction de la profondeur de la *surface effective de réflexion* par l'expression 8.16 en fonction de l'éclairement. Trait plein, comparaison au modèle d'enfoncement du plasma par la pression de radiation. – **c** – Carrés, déduction, par l'expression 8.14, de la *densité effective de réflexion* du laser en fonction de l'éclairement pour une longueur moyenne de gradient de $L_m = \lambda/5$. Trait plein, comparaison au modèle d'enfoncement.

La comparaison des profondeurs de la *surface effective de réflexion* au modèle d'enfoncement présenté en section 3.3.1 est possible. L'enfoncement en fonction de l'éclairement et de la longueur de gradient $Z_T(a_0, L)$ est donné en équation 3.6 page 49. Le long du réseau plasma, aux positions de gradient maximum et minimum, l'enfoncement est respectivement de $\max[Z_T] = Z_T(a_0, L_m + \delta L/2)$ et $\min[Z_T] = Z_T(a_0, L_m - \delta L/2)$. Si l'éclairement est très faible, l'enfoncement est nul : $\max[Z_T] = \min[Z_T] = 0$, et la *surface effective de réflexion* a une

certaine valeur $\delta_r(0)$. Si l'éclairement est important, la surface effective est lissée $\delta_r(a_0) < \delta_r(0)$. Supposons que ce nivellement correspond à la différence $\Delta Z_T = \max[Z_T] - \min[Z_T]$. On a alors :

$$\delta_r(a_0) = \delta_r(0) - \Delta Z_T$$

On choisit pour $\delta_r(0)$ la profondeur obtenue pour un éclairement $a_0 = 0.05$, pour lequel l'enfoncement est quasiment nul.

La courbe en trait plein figure 8.10b illustre les valeurs théoriques de ce modèle simple en fonction de l'éclairement. On constate que le résultat est proche des valeurs obtenues par simulations PIC. On peut également déduire les *densités effectives de réflexion* théoriques par ce modèle en utilisant l'expression 8.14. Les valeurs obtenues sont présentées en fonction de a_0 en trait plein sur la figure 8.10c. Encore une fois, elles sont proches des valeurs déduites des simulations PIC.

8.3 Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas

Dans cette section, les réseaux plasmas sont réalisés expérimentalement et sondés à l'aide de l'impulsion principale. La diffraction de celle-ci permet de déduire la profondeur du réseau par la méthode expliquée précédemment.

8.3.1 Sonder le réseau plasma

Nous avons vu dans la section précédente qu'à fort éclairement le réseau plasma est lissé. Il est donc judicieux de le sonder à faible éclairement pour qu'il ne soit pas modifié. De plus, les simulations PIC ont montré que dans un tel cas, $a_0 = 0.05$, la *densité effective de réflexion* est constante quelque soit la longueur moyenne de gradient, voir figure 8.9c, et de valeur $n_r = 1.33n_c$, expression 8.18. Il en résulte que les mesures réalisées pour différentes longueurs moyennes de gradient L_m sont directement comparables entre elles dans le cas d'un faible éclairement sonde ; ce qui n'est pas possible à fort éclairement (où la modification du réseau plasma n'est pas identique pour tous les L_m). En conclusion, le réseau plasma est sondé expérimentalement avec un faible éclairement.

Pour réduire a_0 , le faisceau principal est diaphragmé. Cette méthode comporte l'avantage supplémentaire d'augmenter la taille de la tache focale, c'est-à-dire du nombre de franges réseau éclairées, donc de se placer d'autant plus dans un régime *classique* de diffraction, voir section 8.1.1.

La figure 8.11 illustre l'expérience. Après un délai $\tau = 0.5(\tau_1 + \tau_2)$, l'impulsion principale se réfléchit sur ce réseau plasma et diffracte. Un verre dépoli situé à environ 20cm de la cible diffuse le laser réfléchi. Il est imagé par une caméra CCD placée en dehors de l'enceinte à vide.

Les paramètres expérimentaux sont, dans le plan focal : l'impulsion principale de waist $w_0 = 30\mu m$, d'intensité $I_L \sim 10^{16} W/cm^2$ soit $a_0 \sim 0.05$, l'interfrange pré-impulsion de $d_f = 10\mu m$, de contraste ajustable par le recouvrement temporel $\delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ de maximum $\delta F/F_0 = 60\%$ pour $\delta\tau = 0fs$.

8.3.2 Caractériser l'expansion du réseau plasma

Évolution du réseau plasma avec le délai d'expansion

La figure 8.12 présente les profils angulaires normalisés d'intensité diffractée du faisceau réfléchi pour différents délais d'expansion du réseau plasma τ et un contraste pré-impulsion

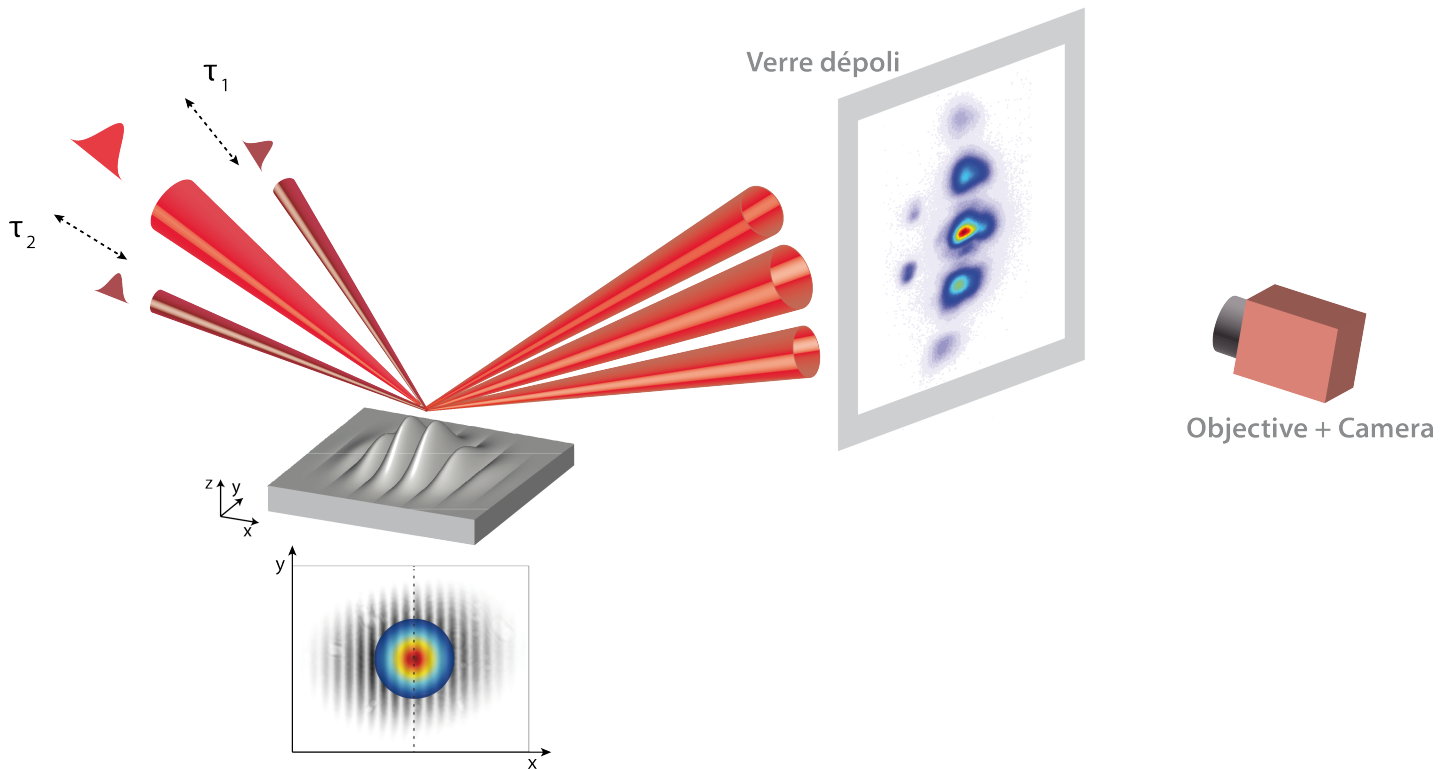


FIGURE 8.11: **Schéma expérimental** – Les deux pré-impulsions ionisent la cible qui se détend dans le vide sous la forme d'un réseau plasma. Après un délai $\tau = 0.5(\tau_1 + \tau_2)$, l'impulsion principale de faible éclaircissement se réfléchit et diffracte. Un verre dépoli diffuse le laser, ce qui permet de l'observer avec une caméra CCD.

maximal $\delta\tau = 0fs$.

Tout d'abord, on constate que le faisceau réfléchi diffracte. Donc la modulation d'intensité pré-impulsion génère bien une structure plasma. En d'autres termes, il n'y a pas un effet 2D qui lisse l'expansion du réseau plasma, et qui n'aurait pas pu être aperçu avec les simulations hydrodynamiques 1D, chapitre 7.

Plus la longueur de gradient $L_m \propto \tau$ (et la profondeur de réseau) est grande, plus le faisceau est diffracté : les répliques d'ordre $\pm q$ gagnent en énergie. On retrouve l'asymétrie entre les ordres opposés annoncées en section 8.2.3 (voir les images à $\tau = 3ps$ ou $4ps$ par exemple). Elle est cependant relativement faible.

On peut remarquer que les ordres de diffractions ne sont pas colinéaires : cela apparaît nettement aux délais de $6ps$ et $7ps$, les ordres $q = \pm 2$ et ± 3 sont placés à des angles transverses négatifs, jusqu'à $-40mrad$, de sorte que la figure de diffraction semble *courbée*. Ceci est dû au fait que les expériences ont été réalisées dans une configuration dite de *diffraction conique*. C'est-à-dire que la modulation du réseau est orthogonale au plan d'incidence. Dans ce cas, on peut montrer que les ordres de diffraction du faisceau réfléchi se placent suivant un cône, voir [76, 77, 78]. Dans notre configuration, les énergies relatives des différentes répliques de diffraction ne sont pas modifiées [79].

Le panneau **b** présente les profils d'intensité en fonction du délai. Il fait écho à la figure théorique 8.3d (page 99). Les intensités des répliques d'ordres $q = 0, \pm 1, \pm 2$, et ± 3 sont mesurées sur ces profils. Elles sont tracées en fonction du délai τ en figure 8.13a, normalisées par leur somme : $I_q / \sum_q(I_q)$. Ceci revient à tracer la répartition de l'énergie totale sur les différents ordres de diffraction, voir propriété 8.6 (page 98). À ces valeurs, sont superposées en

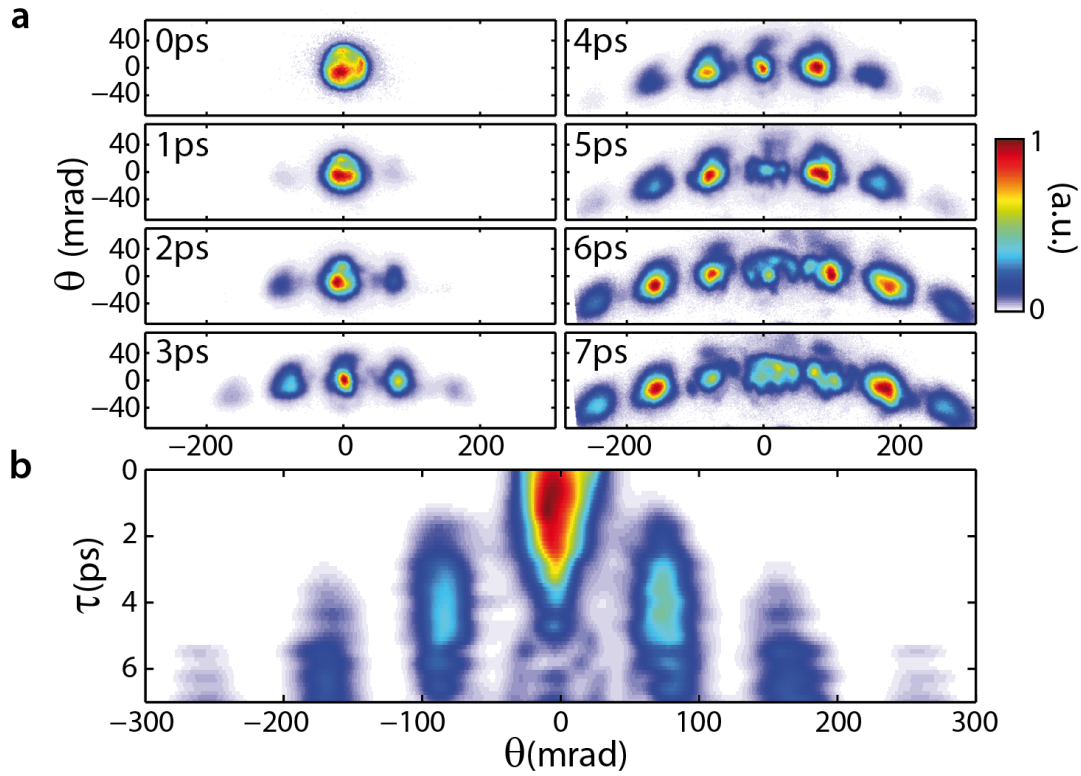


FIGURE 8.12: **Profils angulaires expérimentaux pour différents délais d'expansion** – **a** – Profils angulaires 2D normalisés du laser réfléchi sur réseau plasma de profondeur maximale $\delta L/L_m \sim 40\%$ avec un délai d'expansion croissant $\tau \in [0ps, 7ps]$. – **b** – Mêmes profils 1D, sommés en intensité suivant l'axe transverse à la diffraction due au réseau, en fonction du délai.

traits pleins les moyennes des intensités des ordres opposés $I_q = 0.5(I_{+q} + I_{-q})$. À partir de ces moyennes, les intensités des ordres q relatives à leur ordre inférieur $q-1$, soit I_q/I_{q-1} , sont tracées en figure 8.13b.

Sur les panneaux **a** et **b**, leurs valeurs théoriques en fonction du déphasage $\Delta\phi = 2\pi\delta \cos i/\lambda$ induit par le réseau sont tracées en traits pointillés épais ; elles proviennent de la figure 8.4 page 100.

La différence principale entre les mesures expérimentales et théoriques est que, sur l'expérience, l'ordre 0 ne s'annule pas. Plusieurs raisons peuvent être citées ; par exemple, il y a du bruit de mesure, ou bien le fait que le réseau n'est pas parfaitement sinusoïdal (voir figure 7.2). Il en découle qu'aux profondeurs où l'on attendrait une annulation (délai autour de $5ps$) les valeurs de I_1/I_0 sont inexploitable. De plus, à faible délai, les ordres $q = 2$ et 3 sont inexistant, or le bruit de mesure fait qu'il y a toujours un signal, même faible. Ainsi, pour ces délais, les valeurs I_2/I_1 et I_3/I_2 sont également inexploitable. Par exemple, en figure 8.4b, on mesure pour un délai nul $\tau = 0$: $I_3/I_2 \sim 1$, ce qui n'est pas physique car le réseau n'est pas créé. On définit les intervalles de délais $[\tau_{min}, \tau_{max}]$ où chaque valeur I_q/I_{q-1} est exploitable en table 8.2.

En figure 8.13c, les profondeurs δ_r de la *surface effective de réflexion* sont déduites des valeurs présentées au panneau **b** par l'expression 8.16. Les courbes se superposent dans les *intervalles où elles sont exploitables* définis en table 8.2. Cela montre la consistance des mesures. En rouge est tracée leur moyenne, obtenue avec les différentes intensités relatives I_q/I_{q-1} , $q \in [1, 3]$, calculée sur les intervalles où chacune est exploitable. La profondeur δ_r est linéaire avec le délai d'expansion, donc avec la longueur moyenne de gradient L_m . Ce résultat est iden-

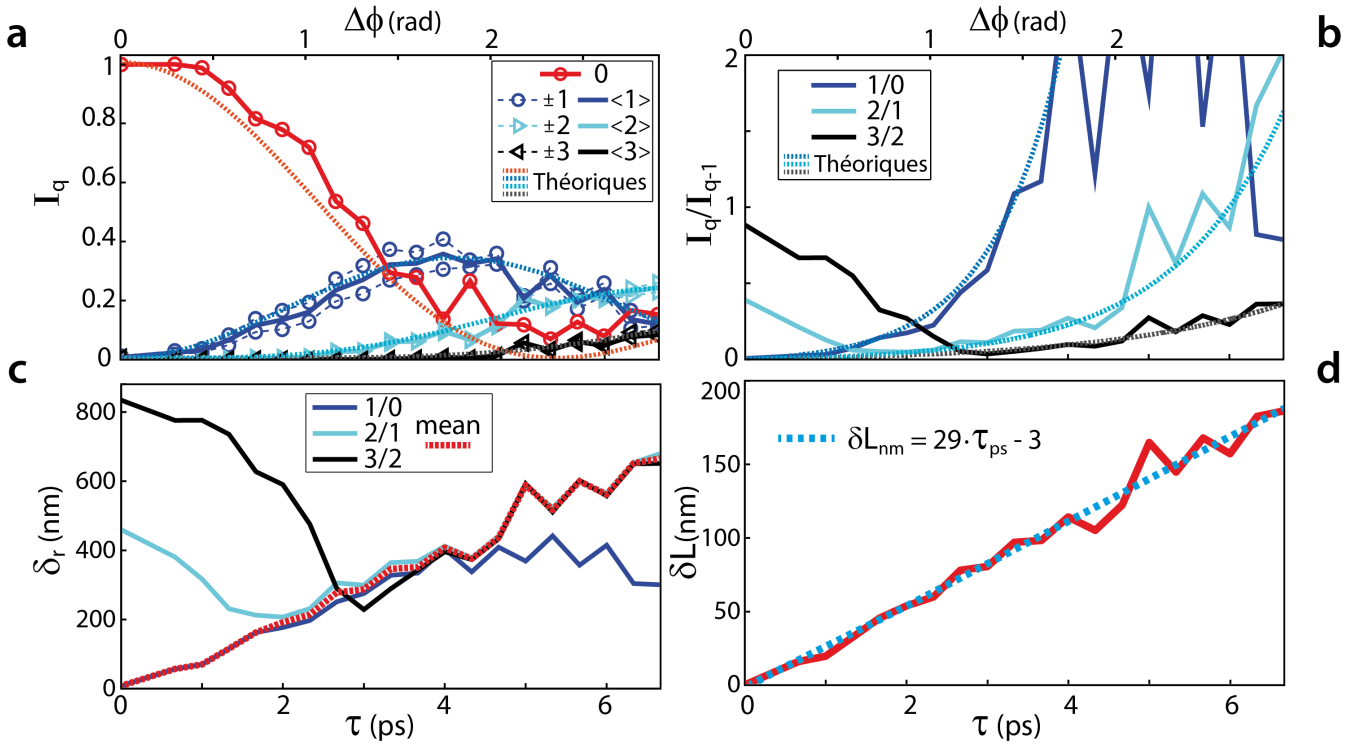


FIGURE 8.13: **Analyse des profils expérimentaux présentés en figure 8.12** – a – Ronds, triangles, et traits pointillés fins : intensités expérimentales des répliques de diffraction d’ordres $\pm q$, $q \in [0, 3]$ relevées en figure 8.12, en fonction du délai d’expansion, normalisées pour chaque délai par la somme des valeurs (du fait de la propriété 8.6). Traits pleins, valeurs moyennes des intensités de chaque ordre avec son opposé $I_q = 0.5(I_{+q} + I_{-q})$. Traits pointillés épais, valeurs théoriques provenant de la figure 8.4a, axe correspondant : $\Delta\phi$ en haut. – b – Intensités des répliques de diffraction relatives à celles de l’ordre inférieur : $(I_{+q} + I_{-q}) / (I_{q-1} + I_{-(q-1)})$. Traits pointillés, valeurs théoriques provenant de la figure 8.4b, axe correspondant : $\Delta\phi$ en haut. – c – Déduction par l’expression 8.16 de la profondeur δ_r de la *surface effective de réflexion* à partir de chaque donnée I_q/I_{q-1} . En rouge, la moyenne sur les *zones exploitables* (données en table 8.2) de ces différentes valeurs. – d – Trait plein, déduction de la profondeur de réseau expérimentale δL par les expressions 8.13 et 8.18 en fonction du délai d’expansion. Trait pointillé, meilleur ajustement de ces données par une fonction affine.

$q/q-1$	τ_{min} (ps)	τ_{max} (ps)
1/0	0	4
2/1	2	7
3/2	4	7

TABLE 8.2: **Zones expérimentalement exploitables des valeurs I_q/I_{q-1}** – Intervalles de délais τ où les valeurs expérimentales des intensités des répliques de diffraction d’ordre q relatives à celles de l’ordre inférieur $q-1$ sont exploitables, voir figure 8.13b et c.

tique au résultat théorique présenté en figure 8.9c.

Enfin, pour remonter à la profondeur du réseau plasma δL à partir de celle de la *surface effective de réflexion* δ_r (par l’expression 8.13) on suppose que la *densité effective de réflexion* expérimentale est la même que celle déduite des simulations PIC pour un éclairage de $a_0 = 0.05$: $n_r = 1.33n_c$ (expression 8.18). On aboutit à la profondeur de réseau plasma présentée en figure 8.13d en fonction du délai. Cette profondeur δL a un comportement linéaire avec le délai d’expansion. L’approche par une fonction linéaire révèle une vitesse d’accroissement de $\delta L/\tau = 28.8\text{nm/ps}$. Ce comportement est en accord avec les simulations hydrodynamiques

de réseaux plasmas présentées au chapitre 7. C'est la confirmation expérimentale que pour un contraste de modulation pré-impulsion fixé $\delta F/F_0$, la profondeur de réseau en unité de longueur moyenne de gradient $\delta L/L_m$ est constante pour tout L_m .

En section 5.3.3, dans ces mêmes conditions sans réseau plasma, la mesure de la vitesse d'expansion de la longueur de gradient est de $[L_m/\tau]_{XP} \sim 69.6nm/ps$, expression 5.12 page 72. Ici, on mesure une vitesse d'accroissement de la profondeur réseau plasma de $[\delta L/\tau]_{XP} = 28.8nm/ps$. On en déduit qu'à contraste pré-impulsion maximum, $\delta F/F_0 \sim 60\%$, et avec $F_0 \sim 200J/cm^2$, le réseau plasma généré a les propriétés suivantes :

$$\left[\frac{L_m}{\tau} \right]_{XP} \sim 69.6nm/ps \quad \text{et} \quad \left[\frac{\delta L}{L_m} \right]_{XP} \sim \frac{28.8}{69.6} = 41.4\% \quad (8.19)$$

Il faut souligner l'accord remarquable entre les propriétés expérimentales du réseau plasma et celles théoriques obtenues par simulations hydrodynamiques en expression 7.9 page 94.

Contrôle expérimental de la profondeur de réseau plasma

Pour une longueur moyenne de gradient fixée L_m , le contraste pré-impulsion contrôle la profondeur de réseau plasma. Pour le vérifier expérimentalement, le délai moyen $\tau = 0.5(\tau_1 + \tau_2)$ est fixé (ici $\tau = 4ps$) et le recouvrement des pré-impulsions $\delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ est varié dans l'intervalle $\delta\tau \in [-80fs, 80fs]$. Les profils angulaires d'intensité diffractée du faisceau réfléchi sont illustrées en figure 8.14. La diffraction est maximale à contraste maximal $\delta\tau = 0fs$ et est fortement réduite de part et d'autre $\delta\tau \neq 0fs$. Le panneau du bas présente les profils angulaires 1D normalisés tels que $I_0 = 1$.

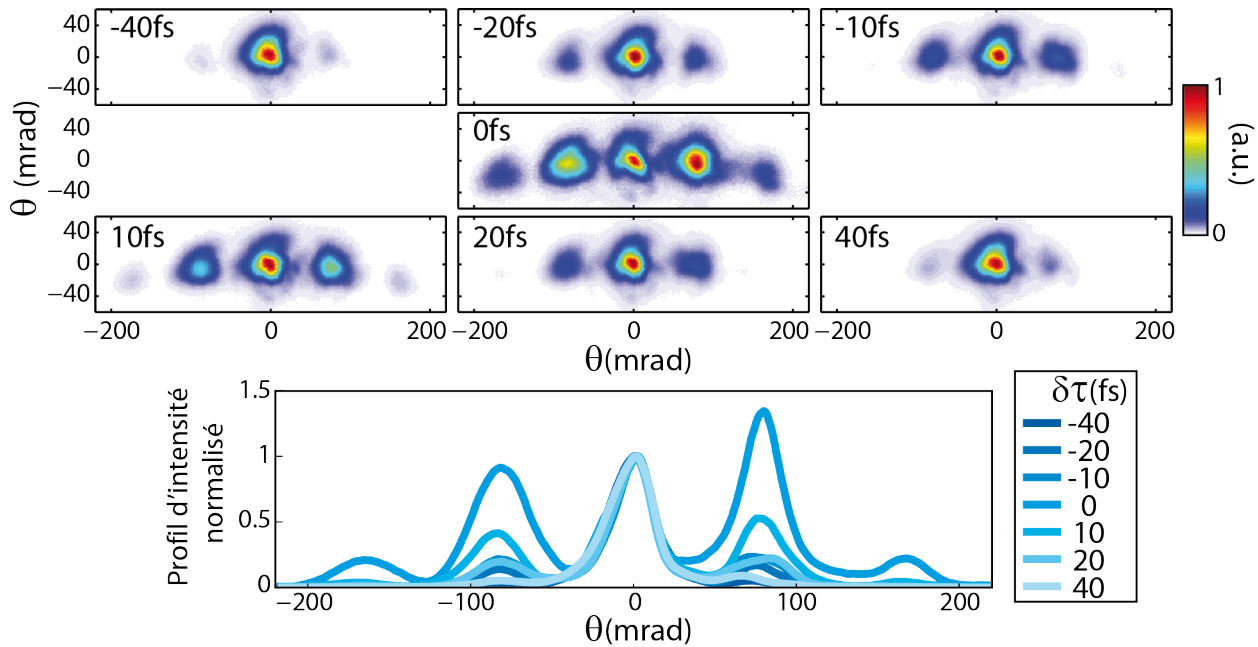


FIGURE 8.14: **Profils angulaires expérimentaux pour différents contrastes pré-impulsion** – En haut, profils angulaires 2D du laser réfléchi sur réseaux plasmas générés avec différents recouvrements temporels $\delta\tau$ des deux pré-impulsions, donc des profondeurs réseau qui varient $\delta L/L_m \in [0\%, 42\%]$. Le délai d'expansion est identique : $\tau = 4ps$. – En bas, mêmes profils normalisés à l'intensité du pic d'ordre 0.

La mesure des intensités des ordres de diffraction est illustrée en figure 8.15a. Les moyennes des intensités des ordres opposés $\pm q$ sont superposées en traits pleins. Avec la même méthode

que précédemment, on déduit des intensités relatives des ordres consécutifs I_q/I_{q-1} la profondeur de réseau plasma δL en fonction du recouvrement temporel $\delta\tau$ des deux pré-impulsions en figure 8.15b. $\delta L \simeq 41\%L_m$ est maximal en $\delta\tau = 0fs$, et décroît rapidement pour $\delta\tau \neq 0fs$: $\delta L \sim 8\%L_m$ pour $\delta\tau = \pm 40fs$.

On vérifie bien ici la maîtrise expérimentale de la profondeur du réseau plasma.

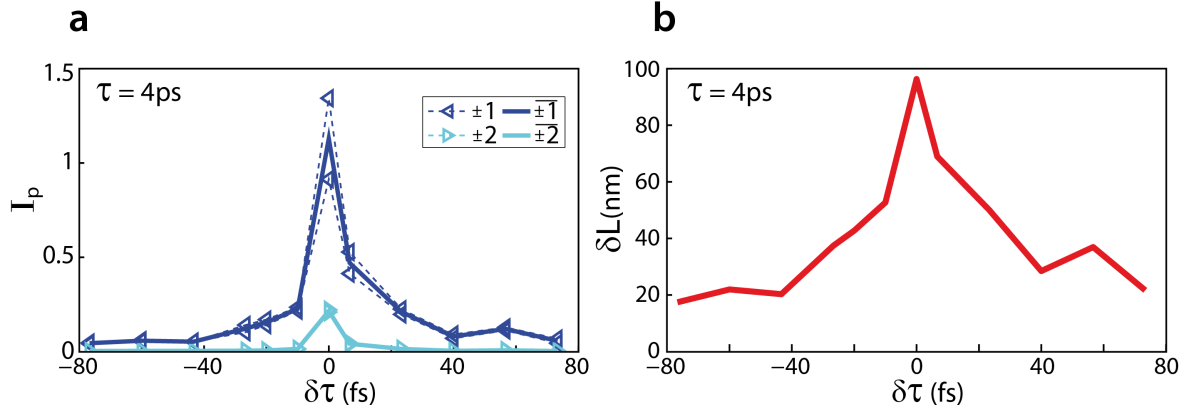


FIGURE 8.15: **Analyse des profils expérimentaux présentés figure 8.14** – a – Ronds, triangles, et traits pointillés : intensités des répliques de diffraction $\pm q$, $q \in [0, 3]$ en fonction du recouvrement temporel $\delta\tau$ des deux pré-impulsions, relevées sur la panneau du bas figure 8.14. Traits pleins, moyenne des intensités des ordres opposés. – b – Dédution de la profondeur de réseau δL en fonction du recouvrement temporel $\delta\tau$ par les expressions 8.16, 8.13, et 8.18.

Il faut noter que le bruit de mesure implique que les intensités mesurées des ordres de diffraction ne sont jamais nulles $I_q \neq 0$. De ce fait, on ne peut pas reconstruire les propriétés d'un réseau plasma dont la profondeur est inférieure à $\delta L < 20nm$ environ.

Conclusion

Dans un régime *classique* de diffraction sur réseau sinusoïdal parfait, à partir de la figure de diffraction d'un faisceau réfléchi, il est possible de connaître les propriétés du réseau : période spatiale et profondeur. Cette méthode ici est transposée dans le cas d'un réseau plasma. On définit pour cela la *surface effective de réflexion* dont on déduit la profondeur δ_r de la même manière que pour un réseau pré-gravé. Pour ensuite connaître la profondeur du réseau plasma, on doit introduire la *densité effective de réflexion* n_r que l'on déduit de simulation PIC en fonction des paramètres d'interaction.

L'application expérimentale prouve que le réseau plasma est bien généré à partir d'une cible plane et que l'on maîtrise ses propriétés : période spatiale, longueur moyenne de gradient, et profondeur. Sa caractérisation expérimentale révèle un remarquable accord avec les simulations hydrodynamiques du chapitre précédent.

Chapitre 9

Génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

Dans ce chapitre, nous allons voir que les structures plasmas générées optiquement sont capables de supporter des éclaircissements extrêmes. De plus, les réseaux plasmas perturbent l'interaction. Leurs effets sur la diffraction harmonique sont présentés. L'influence de chaque paramètre est illustrée avec des résultats expérimentaux. On montre ainsi que la maîtrise du réseau plasma permet le contrôle de l'interaction.

9.1 Dispositif expérimental

La figure 9.1 illustre le trajet du laser dans l'enceinte expérimentale. C'est la même figure que celle présentée en partie 5.4, figure 5.13, à l'exception d'un second miroir pré-impulsion *MP2* placé devant le miroir principal *M1* pour permettre la création de réseaux plasmas contrôlés.

On utilise la parabole de focale $f = 500\text{mm}$. Les paramètres laser sont, pour le mécanisme CWE, $w_0 = 14.5\mu\text{m}$ et $a_0 \sim 0.25$, et pour le mécanisme ROM, $w_0 = 6.2\mu\text{m}$ et $a_0 \sim 1.7$.

Le réseau plasma a une période spatiale dans le plan focal $d_f = 7.5\mu\text{m}$; sa longueur moyenne de gradient dépend du délai d'expansion moyen τ avec $v_L \simeq 50\text{nm/ps}$, voir expression 5.11 page 72. Le contraste pré-impulsion est maîtrisé par la différence de délai $\delta\tau$ et a pour maximum environ $\delta F/F_0 = 60\%$, la profondeur réseau plasma maximale résultante est de l'ordre de $\delta L/L_m \sim 45\%$ (expression 7.8 page 94).

9.2 Diffraction harmonique sur réseaux plasmas

La figure 9.2 présente la diffraction harmonique sur réseaux plasmas pour les deux mécanismes de génération. Quatre profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique sont présentés ainsi qu'une coupe du profil angulaire de l'harmonique d'ordre $n = \omega_n/\omega_L = 12$.

Les panneaux du haut illustrent le mécanisme CWE, et du bas le mécanisme ROM. La longueur moyenne de gradient est optimisée pour chaque mécanisme telle que respectivement $L_m \sim \lambda/40$ et $L_m \sim \lambda/9$. Les panneaux de gauche présentent les profils angulaires dans le cas où il n'y a pas de réseau plasma $\delta L = 0$, c'est-à-dire un miroir plasma (gradient lisse avec $\delta\tau \sim 70\text{fs}$). Les panneaux de droite présentent les mêmes données dans le cas d'une interaction sur réseau plasma de profondeur maximale $\delta L/L_m \sim 40\%$ (soit $\delta\tau = 0\text{fs}$), et un gradient moyen L_m identique.

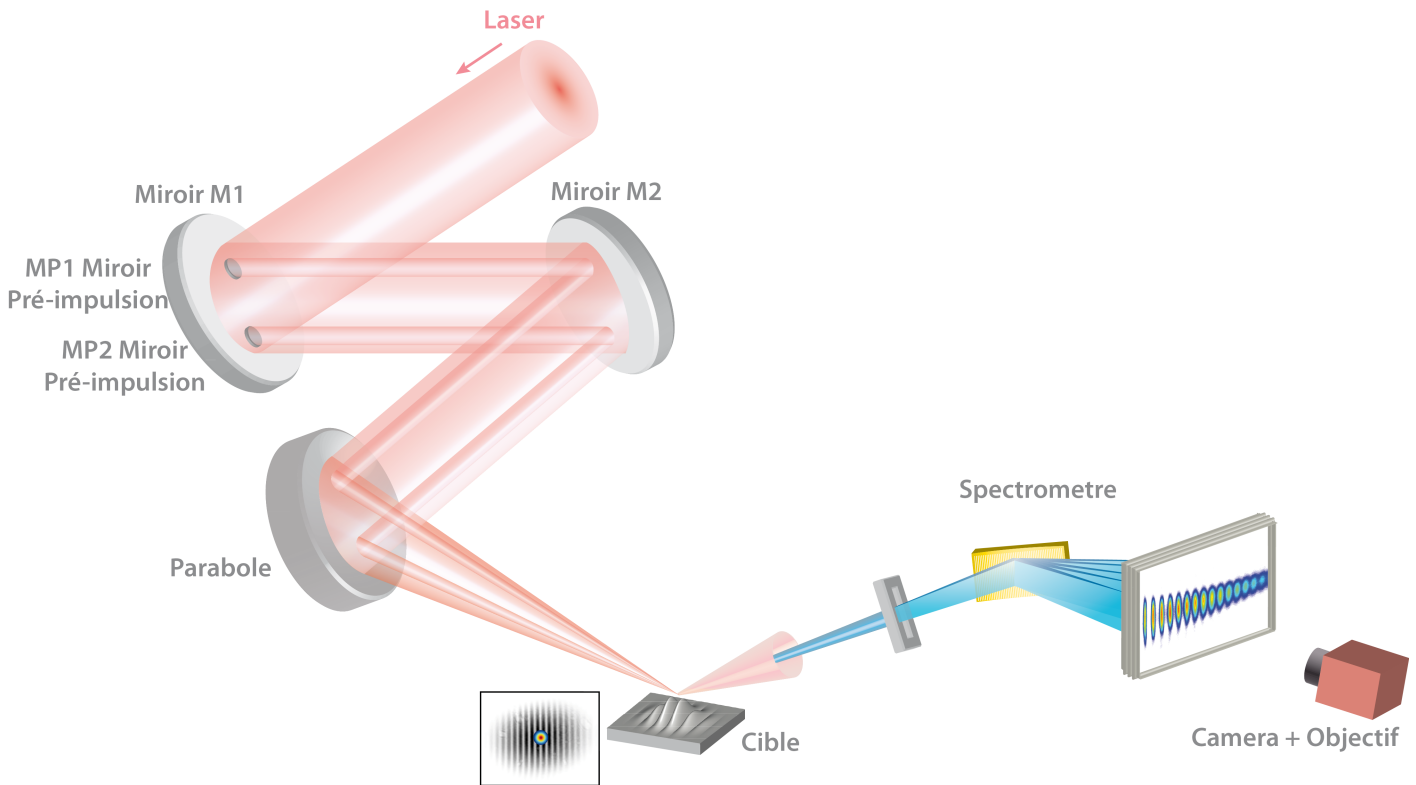


FIGURE 9.1: **Dispositif expérimental d'ILP sur réseau plasma** – Même dispositif expérimental que celui présenté en figure 5.13 à l'exception de l'ajout du second miroir pré-impulsion *MP2* pour moduler la fluence pré-impulsion au niveau de la cible.

Le premier constat est que les harmoniques diffractent sur le réseau plasma. C'est la confirmation expérimentale, d'une part que la structure plasma demeure malgré l'éclairement laser très intense qu'elle subit ($a_0 \sim 1.7$ au panneau **d**) et d'autre part que les harmoniques sont perturbés par sa présence. En outre, la comparaison des profils angulaires avec et sans réseau révèle que ce n'est pas un régime *classique* de diffraction du réseau plasma : la présence du réseau n'ajoute pas des répliques du faisceau réfléchi de part et d'autre de la direction spéculaire. Au contraire, il y a un grand nombre de franges moins séparées angulairement que la divergence du faisceau sur miroir plasma, panneaux **a** et **c**. On en conclut que le réseau plasma est utilisé dans le régime *interférentiel* de diffraction (voir section 8.1.1) où les différentes répliques interfèrent entre elles.

L'analyse plus complète de ces profils est développée au chapitre 11.

9.3 Variation des paramètres du réseau plasma

Les changements des paramètres du réseau plasma modifient les propriétés de l'interaction et donc de la diffraction harmonique.

Dans un premier temps, il est montré que l'utilisation du réseau plasma dans un régime *interférentiel* de diffraction implique la nécessité de prise en compte d'un nouveau paramètre expérimental : la position relative x_0 du réseau plasma par rapport à la tache focale. Dans un second temps, la diffraction harmonique est étudiée en fonction des propriétés du réseau plasma.

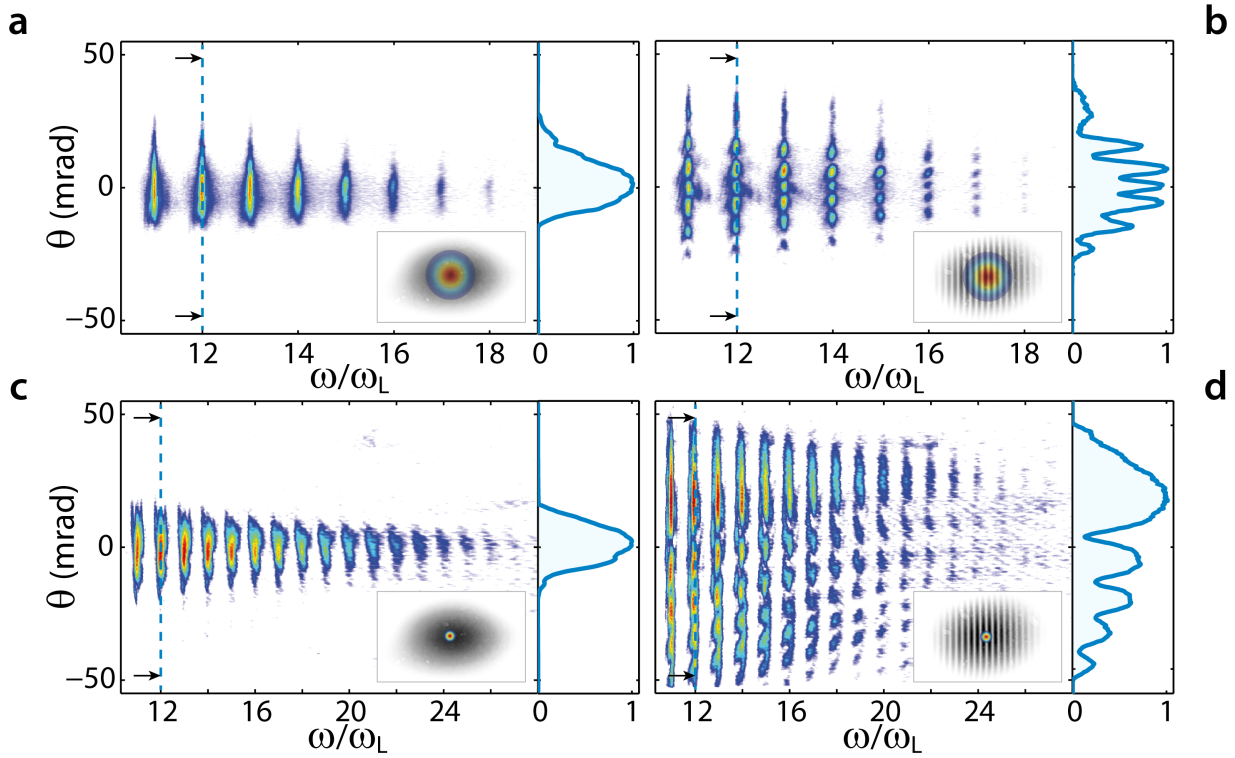


FIGURE 9.2: **Génération d'harmoniques sur réseaux plasmas** – Profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur miroirs plasmas, panneaux **a** et **c**, et sur réseaux plasmas de profondeur maximale $\delta L/L_m \sim 40\%$, panneaux **b** et **d**, dans un régime non relativiste (mécanisme CWE), panneaux **a** et **b**, et relativiste (mécanisme ROM), panneaux **c** et **d**. Pour chacun, le profil angulaire de l'harmonique d'ordre $n = 12$ est présenté à droite. En bas, les fluences sont présentées pour la tache focale pré-impulsion en nuance de gris, et pour la tache focale principale en couleur.

9.3.1 Position relative x_0 du réseau et de la tache focale

La figure 9.3 présente, sur trois tirs expérimentaux consécutifs pour le mécanisme ROM, les profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique dans des conditions d'interaction identiques ($a_0 \sim 1.7$, $L_m \sim \lambda/9$, $\delta L/L_m \sim 45\%$). À l'évidence, ces profils angulaires sont totalement différents. Le deuxième est symétrique par rapport à la direction spéculaire. Les deux autres possèdent un pic de diffraction plus large et plus intense du côté des angles positifs (premier) ou négatifs (troisième).

Ce comportement est dû aux variations tir-à-tir de la position relative x_0 du réseau plasma par rapport à la tache focale. En effet, ce paramètre n'est pas contrôlé expérimentalement. De plus, la tache focale étant du même ordre de grandeur que la taille d'un motif réseau, suivant la zone illuminée, les interférences des répliques diffractées seront plutôt positives ou négatives pour une zone angulaire choisie. Ce phénomène est d'autant plus visible pour le mécanisme ROM pour lequel la tache focale d'interaction est plus petite que pour les expériences CWE. L'analyse mathématique de ce phénomène est détaillée au chapitre 11.

Il faut préciser cette variation tir-à-tir du paramètre x_0 lors de l'expérience est due au fait que le recouvrement temporel des deux faisceaux pré-impulsions varie à une échelle inférieure au cycle optique laser $T_L = 2.6fs$ à cause des vibrations que subissent les deux miroirs pré-impulsions du fait des pompes à vide (micro-mouvements de l'ordre de la longueur d'onde λ). Le contraste total de la fluence pré-impulsion n'est pas modifié, en revanche la position des franges au sein de la tache focale est aléatoire.

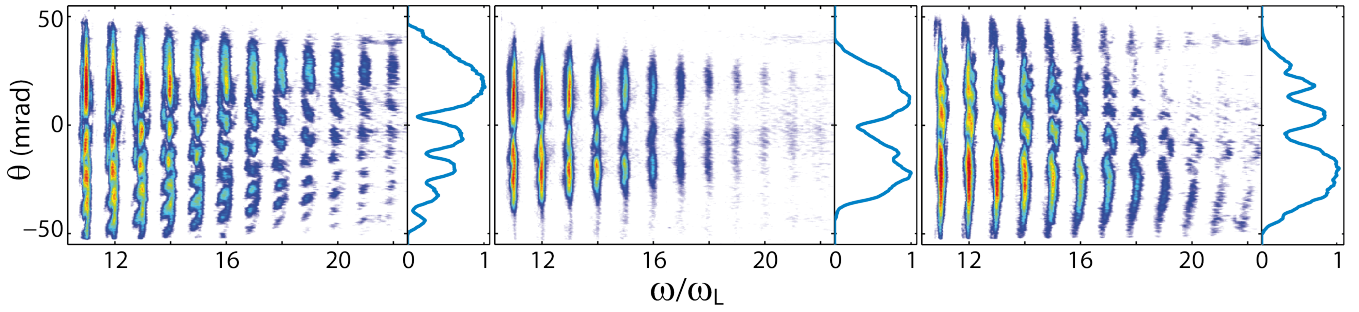


FIGURE 9.3: **Génération d'harmoniques relativistes sur réseau plasma dans des conditions de contrôle identiques** – Trois profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseaux plasmas dans des conditions relativistes (mécanisme ROM), dans les mêmes conditions de contrôle de l'interaction : $L_m \sim \lambda/10$, $\delta L/L_m \sim 42\%$.

9.3.2 Profondeur de réseau

Mécanisme CWE

Comme vu en figure 2.4 page 41, le mécanisme CWE est efficace à faible longueur de gradient. On en déduit que pour étudier l'influence de la profondeur de réseau δL sur ce mécanisme, on se place à longueur moyenne de gradient fixée, et on fait varier δL en modifiant le contraste pré-impulsion.

La figure 9.4 présente quatre profils angulaires expérimentaux résolus spectralement pour le mécanisme CWE généré sur un réseau plasma de longueur moyenne de gradient $L_m = \lambda/40$ pour différentes profondeurs réseau $\delta L/L_m \in [0\%, 42\%]$. Les taches focales pré-impulsion correspondantes figurent en niveau de gris en bas à droite de chaque panneau.

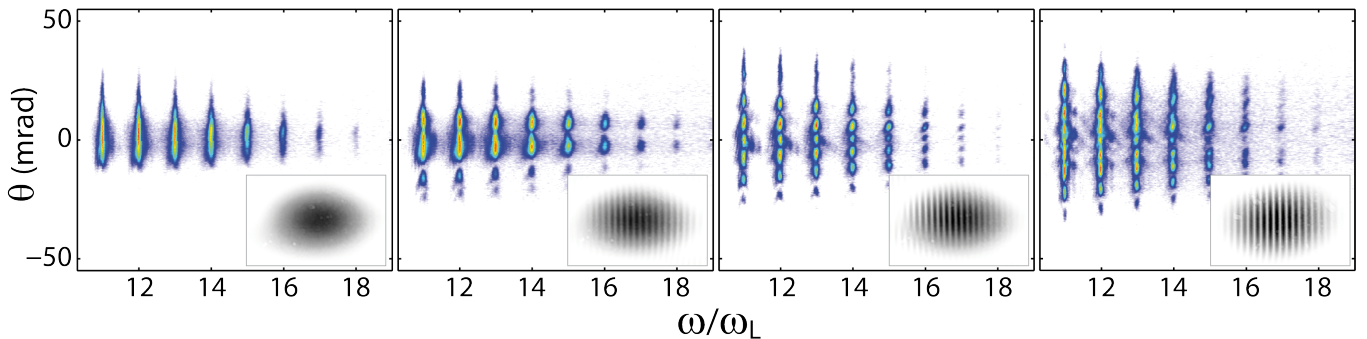


FIGURE 9.4: **Génération d'harmoniques CWE sur réseaux plasmas pour différentes profondeurs de réseau δL** – Profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseaux plasmas dans des conditions non relativistes (mécanisme CWE) pour différentes profondeurs de réseau $\delta L/L_m \in [0\%, 42\%]$ et une longueur moyenne de gradient $L_m \sim \lambda/40$.

Mécanisme ROM

Le mécanisme ROM est efficace sur un grand intervalle de longueurs de gradient, voir figure 3.8 page 52. Pour étudier l'influence de la profondeur réseau δL , on fixe la fluence pré-impulsion au maximum, et on fait varier le délai moyen τ et donc L_m . La figure 9.5 présente cinq profils angulaires expérimentaux résolus spectralement pour ce mécanisme généré sur réseaux plasmas de profondeur maximale $\delta L/L_m \sim 42\%$ avec différentes longueurs moyennes de gradient : $L_m/\lambda = [1/40, 1/15, 1/11, 1/9, 1/6]$.

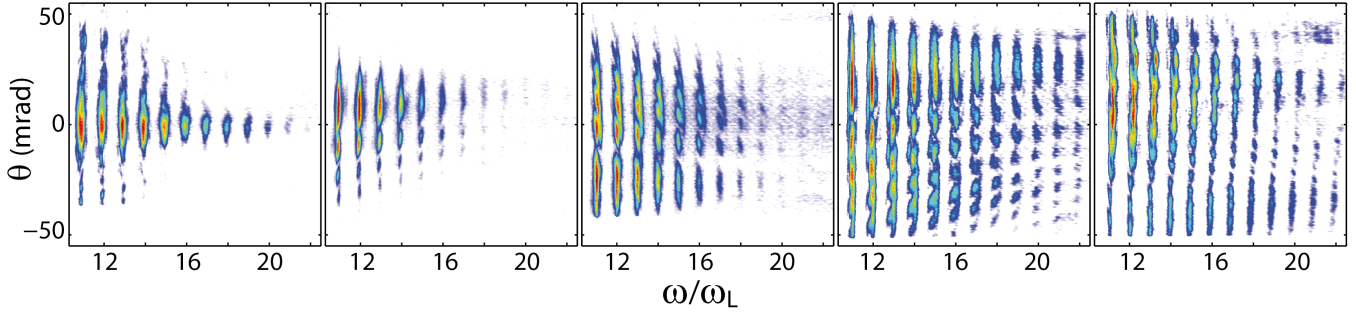


FIGURE 9.5: **Génération d’harmoniques relativistes sur réseaux plasmas pour différentes longueurs moyennes de gradient L_m** – Profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseaux plasmas dans des conditions relativistes (mécanisme ROM) pour une longueur moyenne de gradient croissante $L_m/\lambda = [1/40, 1/15, 1/11, 1/9, 1/6]$, et une profondeur réseau maximale $\delta L/L_m \sim 42\%$.

Pour les deux mécanismes, la divergence totale du faisceau harmonique augmente avec la profondeur de gradient δL car les répliques de diffraction d’ordres supérieurs gagnent en intensité.

Conclusion

Il est possible de perturber la génération d’harmoniques d’ordre élevé sur cibles solides par l’introduction d’une modulation de la densité à sa surface, que ce soit avec un réseau pré-gravé, voir annexe B, ou un réseau plasma. Cette seconde solution offre l’avantage capital d’un très haut degré de contrôle de l’interaction. La période spatiale du réseau, la longueur moyenne de gradient, et la profondeur réseau peuvent être variées simplement et indépendamment. D’un tir au suivant, le pré-plasma peut être créé lisse ou avec une structure de profondeur maximale sans modifier la longueur moyenne de gradient. Cette maîtrise de l’interaction est décisive pour l’étude de la génération harmonique par l’introduction d’une perturbation.

Chapitre 10

Structures plus complexes

Le schéma expérimental de création de réseaux plasmas par l'interférence de deux pré-impulsions peut être complété afin d'atteindre des périodes spatiales plus fines ou même de créer des structures 2D. Deux mises en application sont présentés ici ainsi que leur conséquences sur le faisceau laser réfléchi et sur les harmoniques générés.

Ces expériences confirment la fonctionnalité de ces structures plasmas que l'on appelle *hologrammes plasmas* et ouvrent des perspectives vers de nouvelles études plus élaborées.

10.1 Réduire la période spatiale des réseaux plasmas

Avec le dispositif expérimental présenté précédemment, la diffraction harmonique sur réseaux plasmas ne peut être étudiée qu'en régime *interférentiel* de diffraction. Pour atteindre le régime *classique*, la séparation angulaire des ordres de diffraction doit être plus grande que la divergence du faisceau harmonique. Pour cela, il est nécessaire de diminuer la période spatiale du réseau.

La période spatiale de modulation de la fluence pré-impulsion dans le plan focal est rappelée ici (voir section 7.3.1) :

$$d_f = \frac{\lambda f}{d_{MP}}$$

où λ est la longueur d'onde laser, f la focale de la parabole, et d_{MP} la distance entre les deux miroirs pré-impulsion de façon transverse à la propagation (voir schéma 7.9).

Cette équation nous permet d'envisager trois possibilités pour réduire d_f . Augmenter d_{MP} n'est pas envisageable au delà de la largeur du faisceau laser. Diminuer f modifie également la divergence du faisceau harmonique et ne convient pas. Ainsi, avec ce schéma, seule la modification de la longueur d'onde laser λ est envisageable.

Pour cela on utilise un système de *doublage* de la fréquence laser : $\omega_L \mapsto 2\omega$, soit $\lambda \mapsto \lambda/2$ (c'est-à-dire $800nm \mapsto 400nm$). On peut alors créer des réseaux plasmas de période spatiale deux fois plus petite : jusqu'à $d_f \sim 3.3\mu m$ avec la parabole de focale $f = 500mm$ et $d_f = 2\mu m$ avec celle de focale $300mm$.

10.1.1 Doublage de la fréquence laser

Deux cristaux non-linéaires de LBO sont placés sur le trajet de chaque pré-impulsion pour en doubler la fréquence. Ce procédé génère la fréquence doublée 2ω avec une polarisation orthogonale. Une lame $\lambda/2$ est utilisée avant le cristal doubleur pour la tourner de 90° et

rétablir la polarisation p qui optimise l'interaction et le dépôt d'énergie sur cible. Enfin, une lame dichroïque transmet uniquement la fréquence doublée et réfléchit le laser initial résiduel. La photo 10.1a présente les deux systèmes de doublage dans l'enceinte expérimentale.

L'estimation expérimentale de l'efficacité de conversion est $e_{\lambda \rightarrow \lambda/2} \simeq 10\%$.

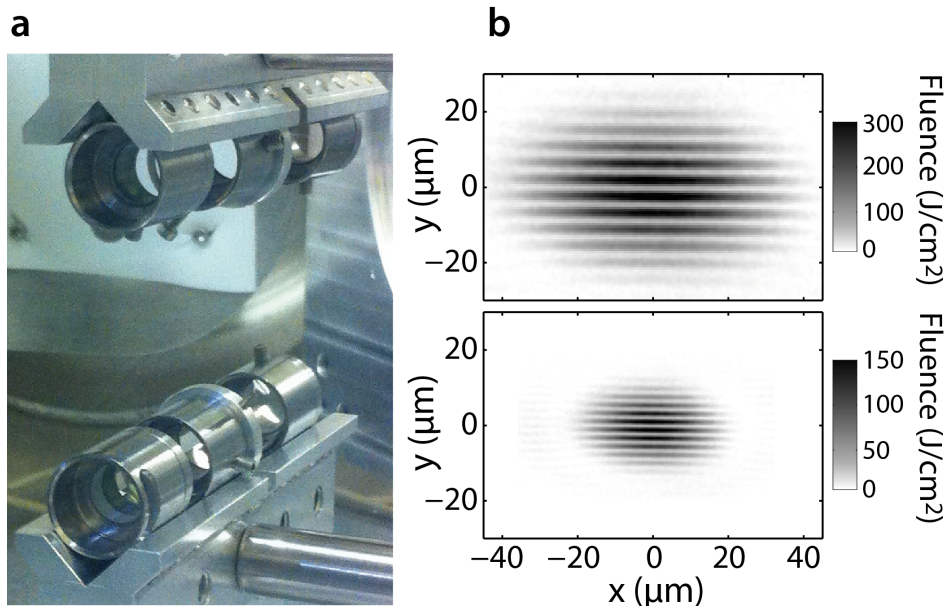


FIGURE 10.1: **Système de doublage de la fréquence pré-impulsion** – **a** – Photo du dispositif expérimental des deux systèmes de doublage de la fréquence des pré-impulsions, positionnés sur leurs chemins optiques respectifs. Chacun est composé de trois lames : une lame $\lambda/2$, le cristal non-linéaire de LBO , et une lame dichroïque qui reflète le $800nm$ et transmet le $400nm$. – **b** – Taches focales pré-impulsion résultantes focalisées avec la parabole de focale $f = 300mm$. En haut, sans système de doublage, période spatiale dans le plan focal $d_f = 4.3\mu m$; en bas, avec système de doublage, $d_f = 2.15\mu m$ (tache focale déduite à partir de celle du haut).

La figure 10.1b présente les deux taches focales pré-impulsion sans et avec doublage de fréquence respectivement en haut et en bas. C'est la parabole de focale $f = 300mm$ qui est utilisée ici. Il faut préciser que l'objectif de caméra utilisé ici ne focalise pas le $800nm$ et le $400nm$ dans le même plan, ce qui n'est pas pratique pour obtenir une image expérimentale de la tache focale à $400nm$ (seulement mesurable en *single shot* avec une intensité laser suffisante pour que le doublage de fréquence soit significatif). Ainsi la seconde tache focale est simplement la première mise à l'échelle d'un faisceau doublé : le waist et la période spatiale de modulation, qui sont proportionnels à la longueur d'onde, sont réduits d'un facteur 2. Les interfranges pré-impulsion dans le plan focal sont respectivement $d_f = 4.3\mu m$ et $2.15\mu m$ sans et avec les système de doublage de fréquence laser des faisceaux pré-impulsions.

L'énergie pré-impulsion est égale à l'énergie initiale multipliée par le facteur de conversion $e_{\lambda \rightarrow \lambda/2}$. De plus, celle-ci étant focalisée sur une surface quatre fois plus petite (waist au carré), la fluence finale sur cible des pré-impulsions doublées est :

$$F_{400nm} = 2^2 e_{\lambda \rightarrow \lambda/2} F_{800nm} = 40\% F_{800nm}$$

Malgré une efficacité de conversion uniquement de 10%, la fluence finale sur cible reste élevée.

10.1.2 Caractérisation expérimentale des réseaux plasmas générés à $400nm$

Pour connaître le réseau plasma généré par les pré-impulsions à $400nm$, il faut caractériser la longueur moyenne de gradient L_m et la profondeur réseau δL .

Expansion d'un gradient lisse

Les deux pré-impulsions sont ajustées de façon à ce que le contraste de modulation soit nul : $\delta\tau \sim 70fs$. L'expansion du plasma n'a pas de structure induite, c'est un gradient lisse.

La méthode (présentée en section 5.3.3) de mesure de la vitesse d'expansion du pré-plasma vers le vide conclut à une vitesse d'expansion de $[v_L]_{400nm} \simeq 51nm/ps \pm 5nm/ps$, à comparer à la vitesse de $[v_L]_{800nm} \simeq 70nm/ps$ à $800nm$, voir expression 5.12.

Il faut souligner que malgré une intensité sur cible 40% plus faible, la vitesse d'expansion du plasma généré à $\lambda/2$ reste élevée. Ceci s'explique par le fait que l'efficacité de transfert de l'énergie laser au plasma e_λ est plus importante à $400nm$ qu'à $800nm$.

La mesure des vitesses d'expansion nous informe sur la différence entre ces deux efficacités e_{400nm} et e_{800nm} . En section 5.3.2, on a vu que la vitesse d'expansion est environ proportionnelle à la racine carré de la fluence. On en déduit que : $[v_L]_\lambda^2 \propto e_\lambda F_\lambda$, où $[v_L]_\lambda$ est la vitesse d'expansion du pré-plasma pour un éclairage de fluence F_λ à la fréquence laser λ . On en déduit :

$$\frac{e_{400nm}}{e_{800nm}} = \frac{F_{800nm} \cdot [v_L]_{800nm}^2}{F_{400nm} \cdot [v_L]_{400nm}^2} = \frac{51^2}{40\% \cdot 70^2} \sim 130\%$$

Cette mesure confirme que le transfert d'énergie laser au plasma est plus efficace à $400nm$ qu'à $800nm$. Ce phénomène s'explique par le fait que les longueurs d'onde plus faible pénètrent plus profondément au sein du plasma où les densités, et donc le dépôt d'énergie, sont plus élevées ; voir la définition de la densité critique $n_c \propto 1/\lambda^2$ expression 1.4 page 29.

Profondeur du réseau plasma

Afin de caractériser expérimentalement les propriétés des réseaux plasmas générés à $400nm$, la méthode de diffraction de l'impulsion principale à faible éclairage dans un régime *classique* de diffraction détaillée au chapitre 8 est utilisée. La figure 10.2 illustre le profil du laser diffracté sur le réseau plasma sans et avec les systèmes de doublage de la fréquence respectivement en haut et en bas, pour un délai d'expansion $\tau = 3.5ps$, et un contraste pré-impulsion maximal $\delta F/F_0 \sim 60\%$ (mesuré à $800nm$).

Les répliques de diffraction d'ordre $q_{400nm} = \pm 1$ du faisceau réfléchi dans le second cas sont situées aux mêmes angles que les répliques d'ordre $q_{800nm} = \pm 2$ du premier cas. C'est la confirmation que la période spatiale du réseau plasma généré à $\lambda/2$ est deux fois plus faible que celle du réseau généré à λ .

La mesure de l'intensité relative des ordres $q = \pm 1$ par rapport à l'ordre 0, sur le panneau du bas, permettent de déduire (grâce aux équations 8.13, 8.16, et 8.18) la profondeur réseau plasma $\delta L_{400nm} \sim 68nm$, soit une vitesse d'accroissement de profondeur de $[\delta L/\tau]_{400nm} = 19.4nm/ps$.

Les propriétés du réseau plasma généré à $400nm$ pour un contraste pré-impulsion maximum sont donc :

$$\left[\frac{L_m}{\tau} \right]_{400nm} \sim 51nm/ps \pm 5nm/ps \quad \text{et} \quad \left[\frac{\delta L}{L_m} \right]_{400nm} \sim \frac{19.4}{51} = 38.5\%$$

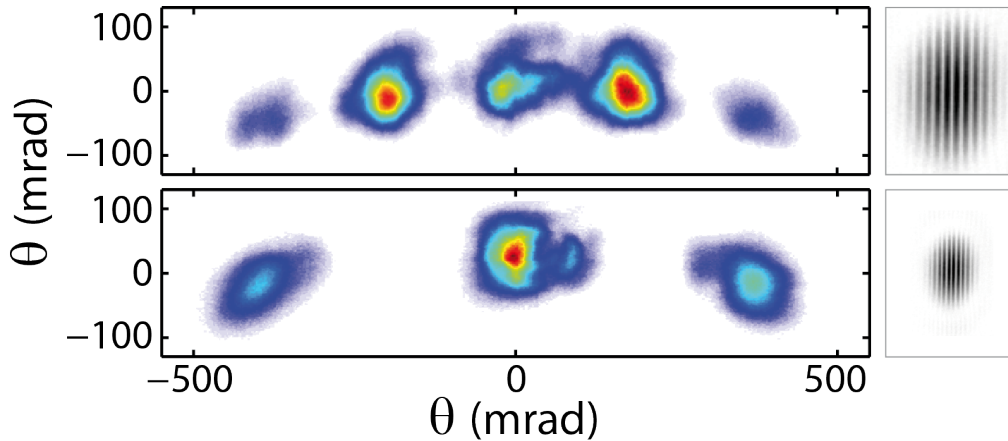


FIGURE 10.2: **Diffraction du laser sur réseaux plasmas générés à 800nm et 400nm** – Profil angulaire du faisceau laser réfléchi sur réseau plasma à faible éclairement $a_0 \sim 0.05$ pour un contraste pré-impulsion maximal après un délai d'expansion $\tau = 3.5ps$. En haut, le pré-plasma est généré à 800nm et en bas à 400nm (les pré-impulsions sont doublées en fréquence).

Ceci est à comparer aux propriétés du réseau généré à 800nm, en équation 8.19. La vitesse d'expansion moyenne est légèrement inférieure à 400nm du fait de la faible efficacité du doublage de fréquence, mais reste convenable. La profondeur réseau relative à la longueur moyenne de gradient est quasiment identique.

10.1.3 Génération d'harmoniques sur réseaux plasmas générés à 400nm

La figure 10.3 présente deux profils angulaires expérimentaux résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseaux plasmas créés à 400nm pour un contraste pré-impulsion nul à gauche et maximal à droite, dans un régime d'interaction relativiste. Pour chacun, le profil angulaire de l'harmonique d'ordre $n = 14$ est tracé sur la droite.

La période spatiale de modulation pré-impulsion dans le plan focal est de $d_f = 2.15\mu m$. La longueur moyenne de gradient est optimisée pour le mécanisme ROM : $L_m \sim \lambda/10$. On peut remarquer la génération d'ordres harmoniques supérieurs ($n \sim 30$) à ceux présentés au chapitre 9. Ceci est dû à l'utilisation de la parabole de focale $f = 300mm$ et non 500mm. La tache focale a ici un waist de $w_0 \simeq 4\mu m$ et un éclairement $a_0 \simeq 3$.

La comparaison des deux panneaux montre que dans le cas du réseau plasma, à droite, le faisceau harmonique central est répliqué de part et d'autre du spéculaire. Les harmoniques diffractent dans un régime *classique* de diffraction sur le réseau plasma.

10.2 Réseaux fourches plasmas

Les réseaux fourches (ou *fork gratings*) sont des réseaux particuliers dont la période spatiale d_x varie suivant l'axe transverse à la modulation, $d_x = d_x(y)$. Ils ne se décrivent plus par une expression 1D (réseaux précédents), mais sont fondamentalement 2D.

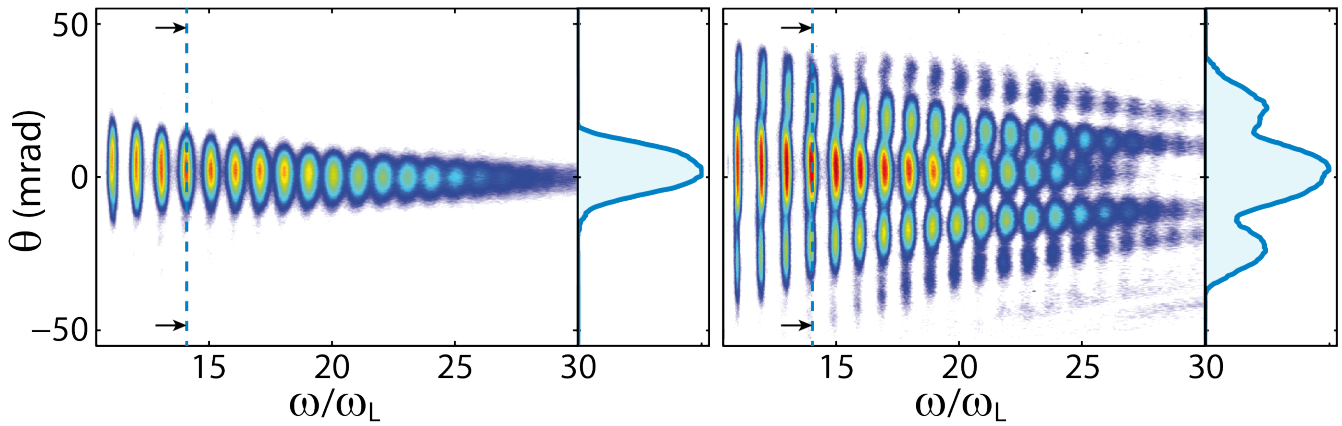


FIGURE 10.3: **Génération d'harmoniques relativistes sur réseau plasma généré à 400nm** – Profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique en régime relativiste ($a_0 \sim 3$) généré sur réseaux plasmas créés à 400nm de période spatiale $d_f = 2.15\mu m$, ainsi que le profil angulaire de l'harmonique d'ordre $n = 14$. À gauche la profondeur réseau est nulle $\delta L/L_m = 0\%$, et à droite maximale $\sim 40\%$. La longueur moyenne de gradient est $L_m \sim \lambda/10$.

10.2.1 Les réseaux fourches

Propriétés des réseaux fourches

La figure 10.4 présente la phase modulo 2π induite par deux types de réseaux fourches sur un faisceau. La période spatiale du réseau varie le long de l'axe y longitudinal aux franges. Ces réseaux présentent une singularité où une frange se sépare en $l + 1$ franges. l est appelé *ordre du réseau fourche*. Les publications [80, 81, 82] détaillent les équations qui décrivent ces réseaux.

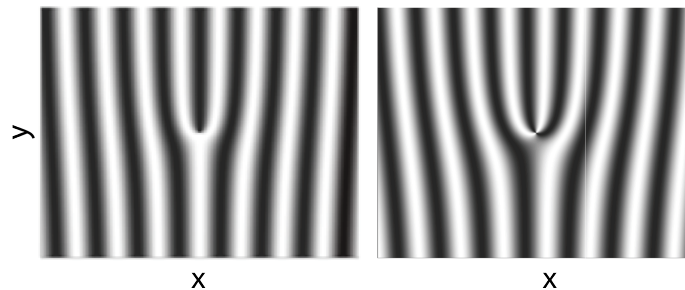


FIGURE 10.4: **Profil de réseau fourche** – Deux profils de phases spatiales modulo 2π induites par des réseaux fourches d'ordres $l = 1$ (gauche) et $l = 2$ (droite).

Les répliques d'un faisceau réfléchi sur un réseau fourche dans le régime *classique* de diffraction sont des vortex optiques. On peut montrer que leur phase spatiale 3D (x, y, z) est hélicoïdale : elle porte du *moment angulaire orbital* ou *OAM*. De plus, la singularité du réseau fourche se traduit par une singularité de phase au centre des faisceaux en vortex. Par conséquent, en cette position où la phase n'est pas définie, l'intensité est nulle : le profil angulaire d'intensité a une forme d'anneau.

Sur une longueur d'onde λ suivant la direction de propagation z , le retard de phase avec l'angle azimutal d'un front d'onde est $2\pi l'$. Ce coefficient l' est la charge topologique du vortex. La figure 10.5a présente les propriétés de phase et d'intensité des faisceaux vortex pour les deux premiers ordres de charge $l' = 1$ et 2 . On peut montrer que les répliques de diffraction q d'un faisceau réfléchi sur un réseau fourche d'ordre l portent des charges topologiques vortex d'ordre

$l' = ql$. Ceci est illustré en figure 10.5b.

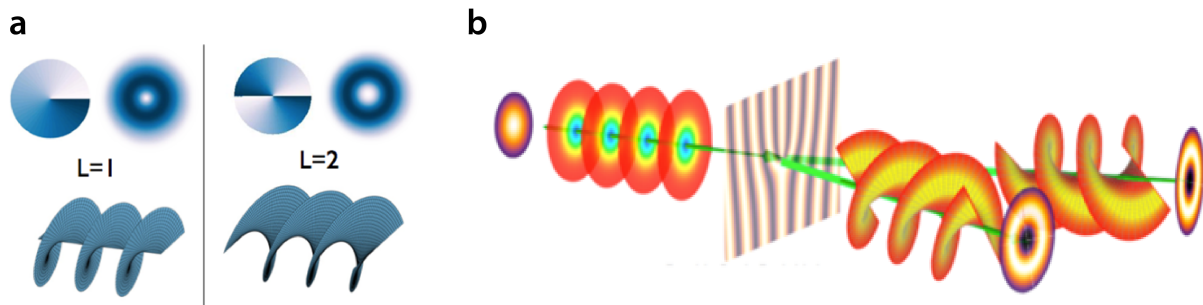


FIGURE 10.5: **Faisceaux vortex** – **a** – Faisceaux en vortex de charges topologiques $l' = 1$ et 2 . Pour chacun, en bas est présenté le profil 3D d'un front d'onde; en haut, la phase spatiale 2D modulo 2π , à gauche, et l'intensité spatiale 2D, à droite, du faisceau dans un plan orthogonal à la direction de propagation. – **b** – Illustration du fait qu'éclairer un réseau fourche d'ordre l avec une onde plane, induit du vortex d'ordre $l' = ql$ sur les répliques de diffraction d'ordre q . – Figure de source internet, *wikipedia*.

Les faisceaux en vortex sont utilisés pour différentes applications tels que notamment la microscopie [83, 84], la manipulation de particules [85]. Le transfert de vorticité a même été réalisé sur des faisceaux d'électrons grâce à des réseaux fourches en transmission [86, 87]. De plus, l'intérêt de ces faisceaux est envisagé en physique des hautes intensités; par exemple l'intensité annulaire permettrait d'accélérer efficacement des positrons dans un gaz [88]. Il a été montré que la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les gaz à partir d'un faisceau vortex de charge l transfère du vortex d'ordre $l_n = nl$ aux harmoniques d'ordre n , [89, 90]. Ce phénomène a également été démontré théoriquement pour la génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cibles solides [91, 92].

Dans ce contexte, il semble important de maîtriser expérimentalement le transfert de vorticité sur des faisceaux harmoniques intenses. L'une des méthodes pour ce faire est l'utilisation de réseaux fourches plasmas.

10.2.2 Création de réseaux fourches plasmas

Modulation pré-impulsion en fourche

Théorie Pour créer à la surface d'une cible solide plane un réseau plasma fourche, il est nécessaire d'induire une modulation de la fluence pré-impulsion de la même forme, voir figure 10.4.

Comme illustré en figure 10.5b, la réflexion d'un faisceau sur un réseau fourche d'ordre l induit des répliques de diffraction en vortex de charges ql . De façon réciproque, on peut montrer que les interférences d'une onde plane et d'un faisceau vortex de charge l ont la forme d'un réseau fourche de même charge. Ceci est illustré en figure 10.6. Pour plus de détails, voir [93].

Dispositif expérimental Le système expérimental actuel utilise les interférences de deux pré-impulsions pour générer des interférences linéaires, panneau central de la figure 10.6. Ainsi, induire un vortex sur l'une des deux pré-impulsions produira un réseau fourche.

Pour ajouter un vortex sur un faisceau, une méthode simple est de placer une *lame de phase en spirale* sur son trajet. Cette lame, comme illustré en figure 10.7, possède une épaisseur ϵ qui varie linéairement avec l'angle azimutal de telle façon que la différence de chemin optique sur un tour soit $\Delta\epsilon = l\lambda/N$, où N est l'indice optique du matériau de la lame. Cela induit un retard



FIGURE 10.6: **Interférences d'une onde plane et d'un faisceau vortex** – La somme des champs de deux ondes planes séparées d'un angle θ a une phase linéaire avec la position dans un plan orthogonal à la propagation moyenne. Celle-ci est tracée modulo 2π au panneau central. Si l'un des faisceaux est un vortex de charge l , exemple avec $l = 2$ panneau de gauche, la somme des phases est en fourche d'ordre l , panneau de droite.

spatial sur un front d'onde de $\phi = Nk_0\Delta\epsilon = 2\pi l$: le faisceau en sortie est un vortex de charge l . Il faut remarquer qu'une lame spirale de charge l_λ pour une longueur d'onde λ a une charge double si la longueur d'onde est divisée par deux : $\phi_{\lambda/2} = Nk'_0\Delta\epsilon = N2\pi/(\lambda/2) \cdot l_\lambda\lambda = 4\pi l_\lambda$, d'où $l_{\lambda/2} = 2l_\lambda$ (ici on suppose que l'indice optique ne varie pas entre les deux longueurs d'ondes).

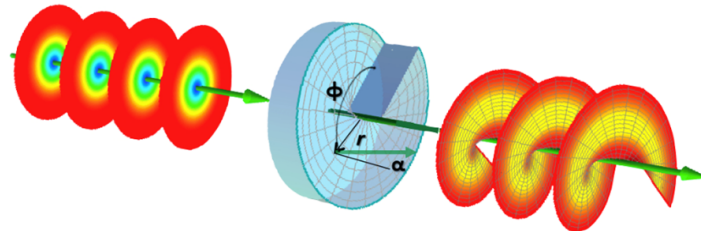


FIGURE 10.7: **Transfert de vorticité à une onde plane** – Au centre, une lame spirale dont l'épaisseur fait varier le chemin optique avec l'angle azimutal $\Delta\epsilon = l\lambda/N$ est placée sur le trajet d'une onde plane de longueur d'onde λ . Il en résulte un faisceau vortex de charge l . – Source internet : *wikipedia*.

Modulation pré-impulsion expérimentale Pour induire un vortex sur l'une des pré-impulsions, une lame spirale de charge $l = 1$ (   $800nm$) est placée sur son trajet. La figure 10.8a et b présente les taches focales des deux pré-impulsions respectivement sans et avec la lame spirale sur leur propagation. La seconde tache focale a une forme annulaire ce qui confirme qu'elle porte un vortex.

Les panneaux c et d présentent les interférences des deux pré-impulsions sans et avec lame spirale. Dans le deuxième cas, les interférences présentent une singularité au centre. La modulation prend la forme d'une fourche de charge $l = 1$. La période spatiale moyenne de modulation est $d_f = 4.3\mu m$.

Sonder le réseau fourche plasma

Comme au chapitre 8, la structure est sond  e par le laser à faible intensité $a_0 \sim 0.05$. La figure 10.9 présente le principe de l'expérience, de l'illumination de la cible par les pré-impulsions avec des interférences en fourche, panneau a,    la diffraction de l'impulsion principale sur le réseau fourche plasma, panneau c.

Au panneau d, deux profils angulaires expérimentaux du laser réfléchi sur réseaux plasmas pour un délai d'expansion $\tau = 2.5ps$. En haut, le réseau plasma est le même que précédemment, tache focale pré-impulsion 10.8c ; en bas le réseau plasma a une fourche d'ordre $l = 1$, tache focale 10.8d.

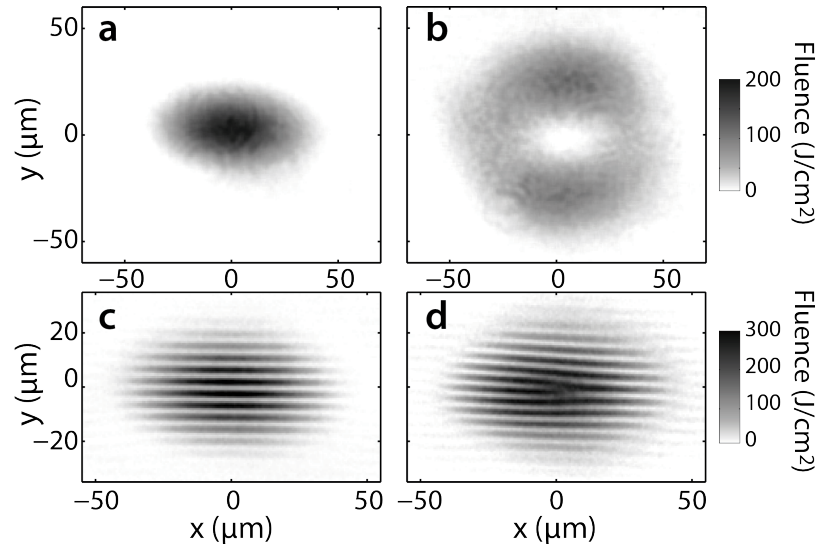


FIGURE 10.8: **Modulation en fourche de la fluence pré-impulsion** – Taches focales d’une seule pré-impulsion – **a/b** –, et des deux pré-impulsions qui se recouvrent temporellement – **c/d** – sans et avec une lame spirale de charge $l = 1$ sur la propagation de l’une d’elles.

Dans le second cas, les répliques de diffraction d’ordre $q = \pm 1$ du faisceau réfléchi ont une forme annulaire : cela indique que ce sont des vortex. En conclusion, à partir de la cible plane un réseau fourche est créé : c’est une structure 2D.

10.2.3 Transfert de vorticité au faisceau harmonique

Pour l’étude du transfert de vorticité aux ordres de diffraction d’un faisceau réfléchi sur un réseau fourche, il est judicieux de se placer dans le régime *classique* de diffraction pour que les répliques soient séparées et distinguables. Ainsi, pour étudier ce phénomène sur le faisceau harmonique avec notre dispositif expérimental, les systèmes de doublage de la fréquence laser sont placés sur les chemins optiques des deux pré-impulsions. La période spatiale moyenne de la modulation pré-impulsion dans le plan focal est $d_f = 2.15\mu\text{m}$. Le régime de diffraction est alors *classique*, voir figure 10.3. Soulignons que la longueur d’onde pré-impulsion étant divisée par 2, le réseau fourche généré est d’ordre $l = 2$.

La figure 10.10 illustre deux profils angulaires expérimentaux consécutifs résolus spectralement du faisceau harmonique diffracté sur réseaux plasmas dans le cas relativiste ($a_0 \sim 2$). La modulation pré-impulsion figure en nuance de gris en bas ; sur le panneau de gauche, le réseau plasma est simple ; sur le panneau de droite, c’est un réseau fourche plasma d’ordre $l = 2$. L’observation de ces profils, et plus particulièrement des profils angulaires de l’harmonique $n = 14$ présentés sur la droite, révèle, pour le cas du réseau fourche plasma, un minimum d’intensité au centre de chaque réplique de diffraction d’ordre ± 1 du faisceau harmonique. Ceci est significatif du fait que ces répliques sont des vortex.

L’analyse plus précise des résultats expérimentaux, notamment des charges de vorticité transférés aux harmoniques, est en cours.

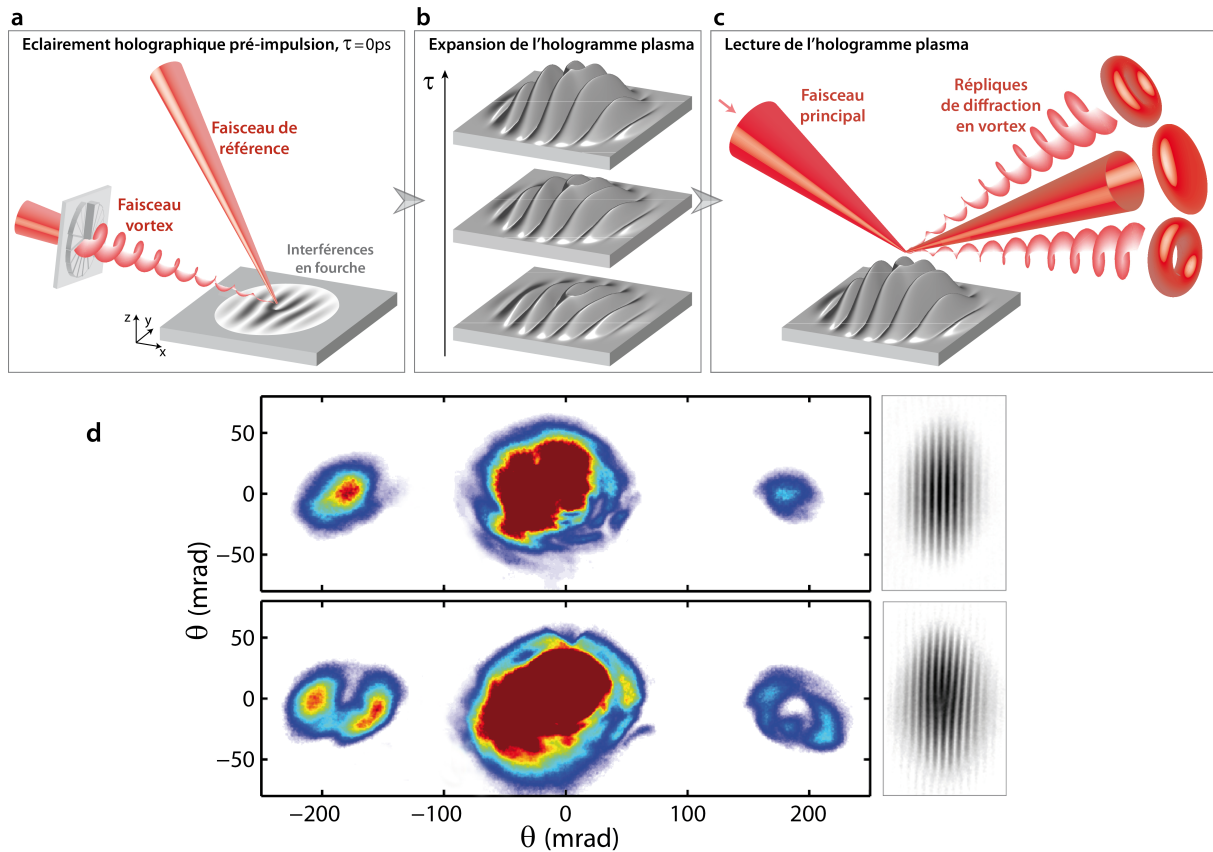


FIGURE 10.9: **Créer et sonder le réseau fourche plasma** – **a** –   $\tau = 0ps$, les pré-impulsions illuminent la cible plane avec des interférences en fourche. – **b** – L'expansion du plasma prend la forme d'un réseau fourche. – **c** – L'impulsion principale diffracte en régime *classique* sur le réseau fourche plasma. Les répliques de diffraction sont des vortex. – **d** – Profils angulaires  xp rimentaux du faisceau réfléchi à faible éclairage sur le réseau plasma de profondeur maximale après un délai d'expansion $\tau = 2.5ps$, sans (haut) et avec (bas) une fourche d'ordre $l = 1$ en haut.

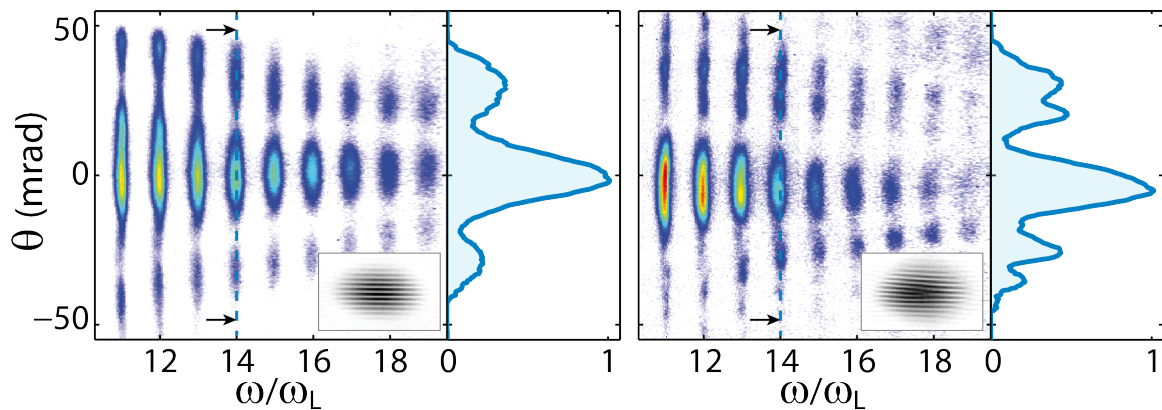


FIGURE 10.10: **Génération d'harmoniques relativistes sur réseau fourche plasma** – Deux profils angulaires  xp rimentaux résolus spectralement du faisceau harmonique en régime relativiste généré sur réseaux plasmas sans fourche, à gauche, et avec fourche d'ordre $l = 2$, à droite, crées à $400nm$ de profondeur $\delta L/L_m \simeq 40\%$ et de longueur moyenne de gradient $L_m \sim \lambda/10$.

Conclusion

Le dispositif de création de réseaux plasmas à partir d'une cible plane peut être complété par divers composants optiques afin d'atteindre de nouvelles formes de structures. Le doublage de la fréquence laser pré-impulsion permet de diviser la période spatiale réseau d'un facteur 2 et de faire diffracter les harmoniques dans un régime *classique* de diffraction sur réseau. L'ajout de lames de phase spécifiques permet la création de structures 2D, par exemple un réseau fourche grâce auquel un transfert de vorticité se fait sur le faisceau réfléchi et les harmoniques générés.

Il est également envisageable d'insérer d'autres pré-impulsions pour générer des structures plus sophistiquées ; par exemple des réseaux blaz s ou des structures en damier, comme illustré en figure 10.11. Enfin, toutes ces méthodes – doublage de fréquence, lame de phase, nouvelles pré-impulsions – peuvent être combinées.

Cette structuration optique de plasmas denses ouvre une voie vers de nouveaux types d'optiques appelées *hologrammes plasmas*. Ils font l'objet d'une publication soumise en juillet 2016 à Nature Physics.

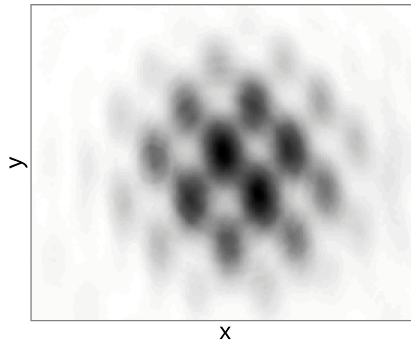


FIGURE 10.11: **Motif d'interférence produit par trois pré-impulsions** – Exemple expérimental de tache focale pré-impulsion réalisable en introduisant une troisième pré-impulsion.

Quatrième partie

Structuration optique de plasmas denses : mesure de l'interaction

Chapitre 11

Modèle de source harmonique

Le chapitre 9 présente le contrôle de la diffraction harmonique grâce aux réseaux plasmas. Ils sont maintenant utilisés dans ce chapitre pour mesurer l'interaction.

11.1 Les réseaux plasmas comme outils de mesure de l'interaction

Le mesure expérimentale des harmoniques d'ordre élevé générés sur miroirs plasmas est présentée en section 5.4, figure 5.13. La donnée relevée est le profil angulaire du faisceau harmonique résolu spectralement, voir équation 5.14.

Cette mesure en intensité ($|\widehat{H}_n|^2$) induit une perte d'information sur la phase spatiale du champ. Or cette donnée est essentielle afin de pouvoir déduire le champ de la source harmonique au niveau du miroir plasma. La figure 11.1 l'illustre. Le profil angulaire de l'harmonique d'ordre $n = 12$ est isolé en trait plein rouge à droite panneau **c**. On suppose que le champ harmonique dans le plan focal est une gaussienne de waist w_{12} en amplitude et une parabole de rayon de courbure $R_{\phi_{12}}$ en phase. Le profil angulaire en intensité de l'harmonique dans le plan de mesure se calcule alors par l'équation 5.14. Comme présenté au panneau **b**, on peut trouver une infinité de couples $[w_{12}, R_{\phi_{12}}]$ qui reproduisent le profil d'intensité expérimentale, trait pointillé bleu panneau **c**. Ainsi, on mesure la divergence du faisceau harmonique pour les conditions d'interaction de l'expérience, mais il n'est pas possible de déduire le profil spatial de la source à partir de cette mesure.

Afin de déterminer les propriétés du champ source à partir du profil angulaire diffracté, une hypothèse est nécessaire. Soit on suppose connue la taille de source w_n , soit on suppose connu le rayon de courbure de phase R_{ϕ_n} . C'est ce qui est fait dans la publication [51], où la taille de source harmonique est déduite des simulations PIC. Cependant, les simulations ont été faites en régime ultra-relativiste, $a_0 > 5$, et les tailles de source supposées, $w_n \sim 0.6w_0$, sont sur-estimées par rapport à celles du cas présent, $a_0 \sim 1.5$. Ainsi, les rayons de courbure déduits sont sous-estimés.

En conclusion, la mesure harmonique ne nous donne qu'une information partielle sur l'interaction laser-plasma au niveau de la cible. Nous allons montrer dans ce chapitre que le régime *interférentiel* de diffraction des harmoniques sur réseaux plasmas donne accès aux propriétés spatiales des sources harmoniques.

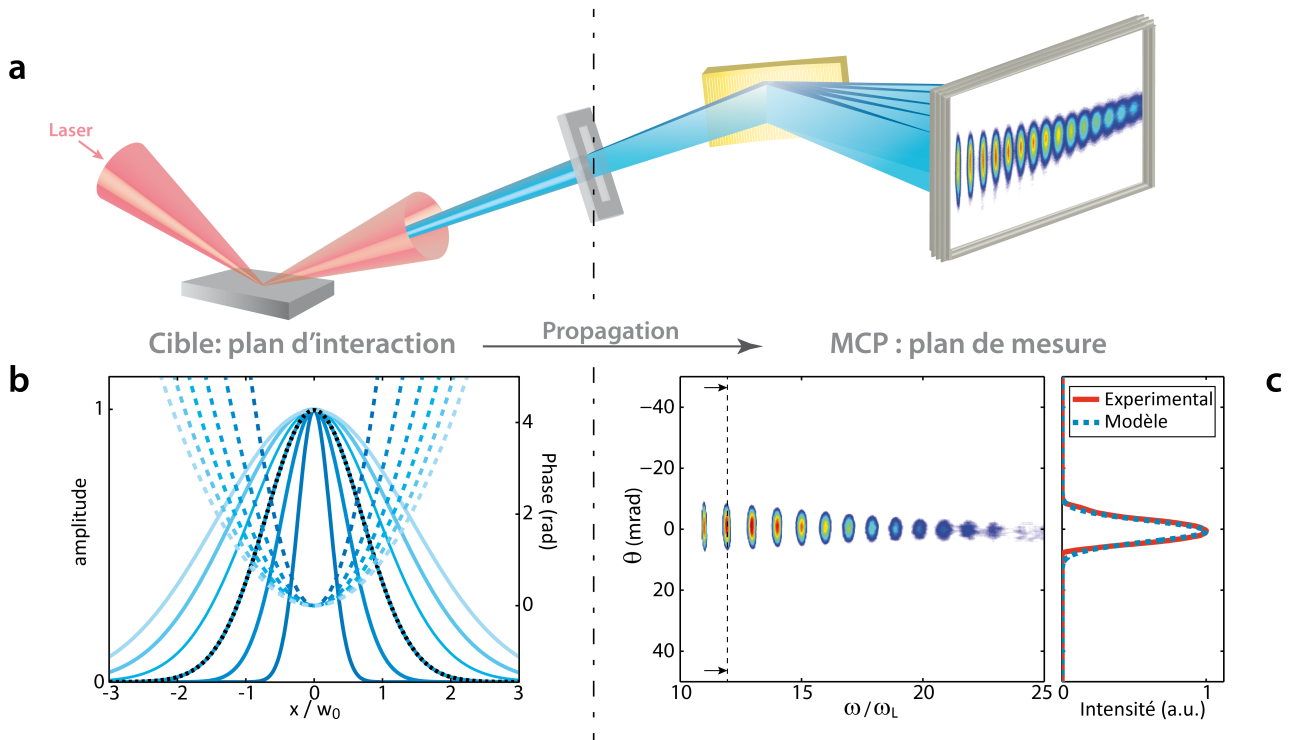


FIGURE 11.1: Mesure de la génération d'harmoniques sur miroirs plasmas – **a** – Rappel de la figure 5.13 et des définitions des plans d'interaction et de mesure. – **b** – Différents champs sources supposés par un modèle spatial 1D simple : une amplitude (traits pleins) gaussienne de waist w_{12} et une phase (pointillés) parabolique de rayon de courbure R_{phi12} . L'amplitude laser est schématisée en trait noir pointillé, son waist est de $w_0 = 6m$. Les couples $[w_{12}, R_{phi12}]$ sont choisis pour reproduire le profil angulaire d'intensité diffractée de l'harmonique d'ordre $n = 12$. – **c** – Profil angulaire expérimental du faisceau harmonique sur miroir plasma résolu spectralement pour le mécanisme ROM avec des paramètres d'interaction de $a_0 = 1.5$, $L_g = \lambda/10$. À droite, profil angulaire normalisé de l'harmonique d'ordre $n = 12$ en trait plein rouge. En pointillé, est superposé l'ajustement de ce profil par les différents champs source du panneau **b**.

11.2 Modélisation de la source harmonique

11.2.1 Mesure des harmoniques générés sur réseaux plasmas

Mise en équation de la mesure

L'équation 5.14 décrit analytiquement la mesure harmonique avec le dispositif expérimental utilisé ; $H_n(x, y)$ est le champ spatial de la source harmonique d'ordre n dans le plan focal de réflexion.

Dans le cas où un réseau plasma 1D est présent, suivant la direction x , on rend compte de son influence sur le champ de la source harmonique d'ordre n dans le plan focal comme une amplitude spatiale complexe, $g_n(x)$, appelée pour la suite *fonction réseau*. Le champ source est alors $H_n(x, y) \cdot g_n(x)$. L'équation 5.14 devient :

$$I_n(k_x) = \int_{k_y \in \kappa_y} \left| \int_x \int_y H_n(x, y) \cdot g_n(x) \cdot e^{jk_x x + jk_y y} \cdot dx dy \right|^2 \cdot dk_y \quad (11.1)$$

Symétrie du système

L'éclairement de l'impulsion principale s'approche par une gaussienne 2D $\propto e^{-(x/w_0)^2} \cdot e^{-(y/w_0)^2}$, produit de deux fonctions qui dépendent soit de x soit de y . On suppose que la

source harmonique respecte cette symétrie et peut s'écrire dans le plan focal comme le produit de deux fonctions de x ou y indépendantes :

$$H_n(x, y) = h_n(x) \cdot m_n(y)$$

L'équation 11.1 devient alors :

$$\begin{aligned} I_n(k_x) &= \int_{k_y \in \kappa_y} \left| \int_x \int_y h_n(x) m_n(y) \cdot g_n(x) \cdot e^{jk_x x + jk_y y} \cdot dx dy \right|^2 \cdot dk_y \\ &\propto \left| \int_x h_n(x) \cdot g_n(x) \cdot e^{jk_x x} \cdot dx \right|^2 = \left| \widehat{h_n \cdot g_n} \right|^2 \end{aligned} \quad (11.2)$$

Cette symétrie simplifie mathématiquement le système qui peut se résoudre suivant une seule dimension. Le but de cette partie est de reconstruire le champ spatial de la source harmonique, c'est-à-dire la fonction $h_n(x) = |h_n(x)|e^{j\phi_n(x)}$ en amplitude et en phase.

11.2.2 Le modèle

Le modèle consiste à utiliser l'équation 11.2 en supposant des formes connues pour les fonctions h_n et g_n , afin de reproduire au plus près les profils expérimentaux présentés au chapitre 9.

La fonction source h_n

L'amplitude Suivant la direction x , l'éclairement laser peut s'approcher par une fonction gaussienne $a_0 e^{-x^2/w_0^2}$. On suppose ici que l'amplitude spatiale de la source, $|h_n|$, adopte la même forme. Son waist w_n est appelé *taille de source* :

$$|h_n(x)| \propto \exp \left[-\frac{x^2}{w_n^2} \right]$$

La phase Les modèles de phase spatiale des champs sources harmoniques CWE et ROM sont présentés aux sections 2.2 et 3.3. Leur dérivation a montré qu'au premier ordre, ces phases peuvent être approchées par des fonctions paraboliques dont les rayons de courbure en fonction des paramètres d'interaction sont données par les équations 2.7 et 3.10 (pages 39 et 50). Ils sont de signes opposés pour les deux mécanismes.

On modélise ici la phase spatiale de la source h_n par une parabole de rayon de courbure R_{ϕ_n} , affecté d'un signe négatif ou positif pour les mécanismes CWE ou ROM :

$$\phi_n(x) = \pm \frac{x^2}{2R_{\phi_n}}$$

La fonction réseau g_n

Le réseau plasma peut être approché au premier ordre par un réseau de phase sinusoïdal, voir figure 7.2 page 87.

Dans la limite où le réseau est supposé induire seulement une légère perturbation de l'interaction, on néglige les variations d'efficacité de génération harmonique le long du réseau. Celui-ci est alors uniquement une porte de phase. Le réseau plasma est ensuite modélisé par un réseau sinusoïdal parfait qui induit un retard de phase $2k_n z(x) \cos i$ sur la source harmonique, où k_n

est le vecteur d'onde de la source harmonique et $z(x)$ la position de la *surface effective réseau* donnée, dans le plan de la cible, par l'expression :

$$z(x) = z_0 + \delta z/2 \cos(2\pi(x - x_0)/d)$$

où x_0 représente la position relative de la source harmonique sur le réseau plasma. Cette surface effective peut être différente de la *surface effective de réflexion du laser* définie en section 8.2.

On en déduit que la fonction g_n est un retard de phase sinusoïdal de profondeur $\delta\phi_n$ dont l'expression dans le plan focal est :

$$g_n(x) = \exp[j\delta\phi_n/2 \cos(2\pi(x - x_0)/d_f)]$$

La profondeur de phase de la fonction réseau et celle de la *surface effective réseau* sont reliées par le vecteur d'onde $k_n = 2\pi n/\lambda$ et l'angle d'incidence :

$$\delta z = \delta\phi_n \frac{\lambda}{2\pi n \cos i} \quad (11.3)$$

Champ total

En conclusion, le champ de la source harmonique d'ordre n générée sur réseau plasma est ici déterminé par la donnée des paramètres de taille de source w_n , rayon de courbure de phase $R_{\phi n}$, profondeur de phase réseau $\delta\phi_n$, et position de la source harmonique sur le réseau x_0 , dans l'expression :

$$[h_n \cdot g_n](x) = \exp\left[-\frac{x^2}{w_n^2}\right] \cdot \exp\left([\pm j \frac{x^2}{2R_{\phi n}} + j\delta\phi_n/2 \cos(2\pi(x - x_0)/d_f)]\right) \quad (11.4)$$

L'intensité harmonique diffractée est alors le module carré de la transformée de Fourier de ce champ, voir équation 11.2.

11.3 Comparaison modèle - données expérimentales

11.3.1 Reproduction des profils angulaires harmoniques expérimentaux

La figure 9.2 page 117 présente les profils angulaires résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur miroirs et réseaux plasmas pour les deux mécanismes de génération. Ici, le modèle de source harmonique sur réseaux plasmas est utilisé pour reproduire ses profils pour chaque ordre harmonique.

Pour cela, on s'appuie sur un algorithme d'optimisation dit de *simplex method* (voir [94]) afin de minimiser les deux écarts types entre les profils angulaires expérimentaux (sur miroir et réseau plasma) et les profils angulaires déduits du modèle de source en laissant libres les paramètres $[w_n, R_{\phi n}, \delta\phi_n, x_0]$. Le résultat de l'optimisation fournit les paramètres $[w_n, R_{\phi n}, \delta\phi_n, x_0]$ qui reproduisent au mieux les profils angulaires expérimentaux de l'harmonique d'ordre n , à la fois sur miroir plasma, avec $\delta\phi_n = 0$, et sur réseau plasma, $\delta\phi_n \neq 0$; les paramètres $[w_n, R_{\phi n}]$ étant identiques entre les deux cas.

Il faut souligner que pour reproduire les profils angulaires harmoniques avec cette méthode, il faut avoir réalisé durant l'expérience deux tirs sur miroir et réseau plasma dans les mêmes conditions, c'est-à-dire deux tirs consécutifs avec un contraste pré-impulsion nul et maximal :

$\delta\tau \sim 70fs$ et $0fs$.

Les figures 11.2 et 11.3 présentent, pour les mécanismes CWE et ROM, d'une part les profils angulaires expérimentaux pour différents ordres harmoniques superposés aux profils angulaires déduits du modèle qui les reproduisent au mieux. Et d'autre part, les sources harmoniques issues du modèle de champ spatial (amplitude et phase) dans le plan focal qui correspondent à ces meilleures reproductions.

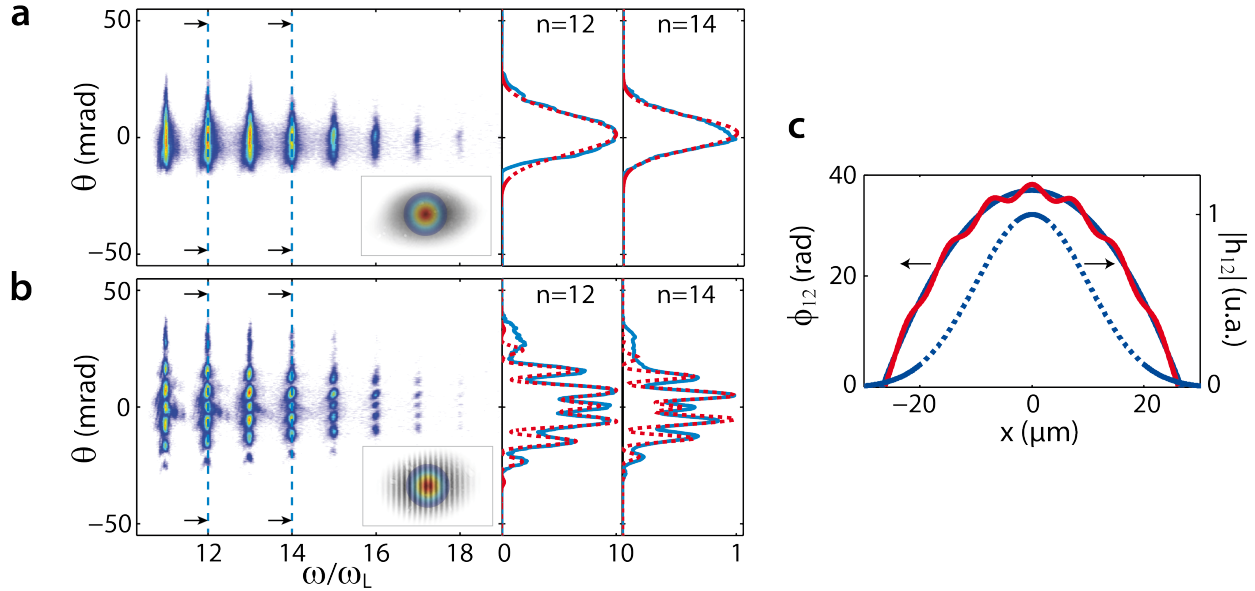


FIGURE 11.2: **Génération d'harmoniques CWE sur réseaux plasmas : confrontation expériences / modèle** – Profils angulaires expérimentaux résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseau plasma de profondeur nulle, panneau **a**, et maximale, panneau **b**. À droite, profils angulaires expérimentaux, en traits pleins bleus, des ordres $n = 12$ et 14 . En traits pointillés rouges, meilleurs ajustements de ces profils par le modèle de source harmonique sur réseaux plasmas, équations 11.2 et 11.4. – **c** – Champ harmonique d'ordre $n = 12$ dans le plan focal correspondant par le modèle. Phases spatiales en traits bleu sur miroir plasma, et rouge sur réseau plasma.

On rappelle les conditions d'interaction : des taches focales de waist $w_0 = 14.5\mu m$ et $6.2\mu m$ pour des éclaircissements $a_0 \sim 0.25$ et 1.7 pour les mécanismes CWE et ROM, et les gradients moyens optimisés pour chacun $L_m \sim \lambda/40$ et $\lambda/9$. Dans chaque cas, le réseau a une période spatiale dans le plan focal $d_f = 7.5\mu m$ et une profondeur soit nulle soit maximale $\delta L/L_m \sim 40\%$. Les paramètres qui reproduisent au mieux les profils angulaires de l'harmonique d'ordre $n = 12$ sont, pour les deux mécanismes $[w_{12}, R_{12}, \delta\phi_{12}, x_0]_{CWE} \simeq [14\mu m, 9\mu m^2/rad, 1.25rad, 0.2\mu m]$ et $[w_{12}, R_{12}, \delta\phi_{12}, x_0]_{ROM} \simeq [3.05\mu m, 2.6\mu m^2/rad, 4.5rad, 1.3\mu m]$.

11.3.2 Détermination des caractéristiques des sources harmoniques

Pour les deux mécanismes, la figure 11.4 présente les propriétés des sources harmoniques et de l'effet du réseau plasma sur celles-ci. Ce sont les paramètres $[w_n, R_{\phi_n}, \delta\phi_n, x_0]$ qui approchent aux mieux les profils angulaires expérimentaux par le modèle, illustrés aux figures 11.2 et 11.3.

Les double-panneaux **a/b/c** présentent les caractéristiques de sources harmonique CWE d'ordres $n \in [11, 15]$, et **d/e/f** de sources harmoniques ROM d'ordres $n \in [11, 24]$. Chaque double-panneau présente à gauche les propriétés brutes déduites des reproductions des profils angulaires expérimentaux, et à droite ces mêmes propriétés normalisées.

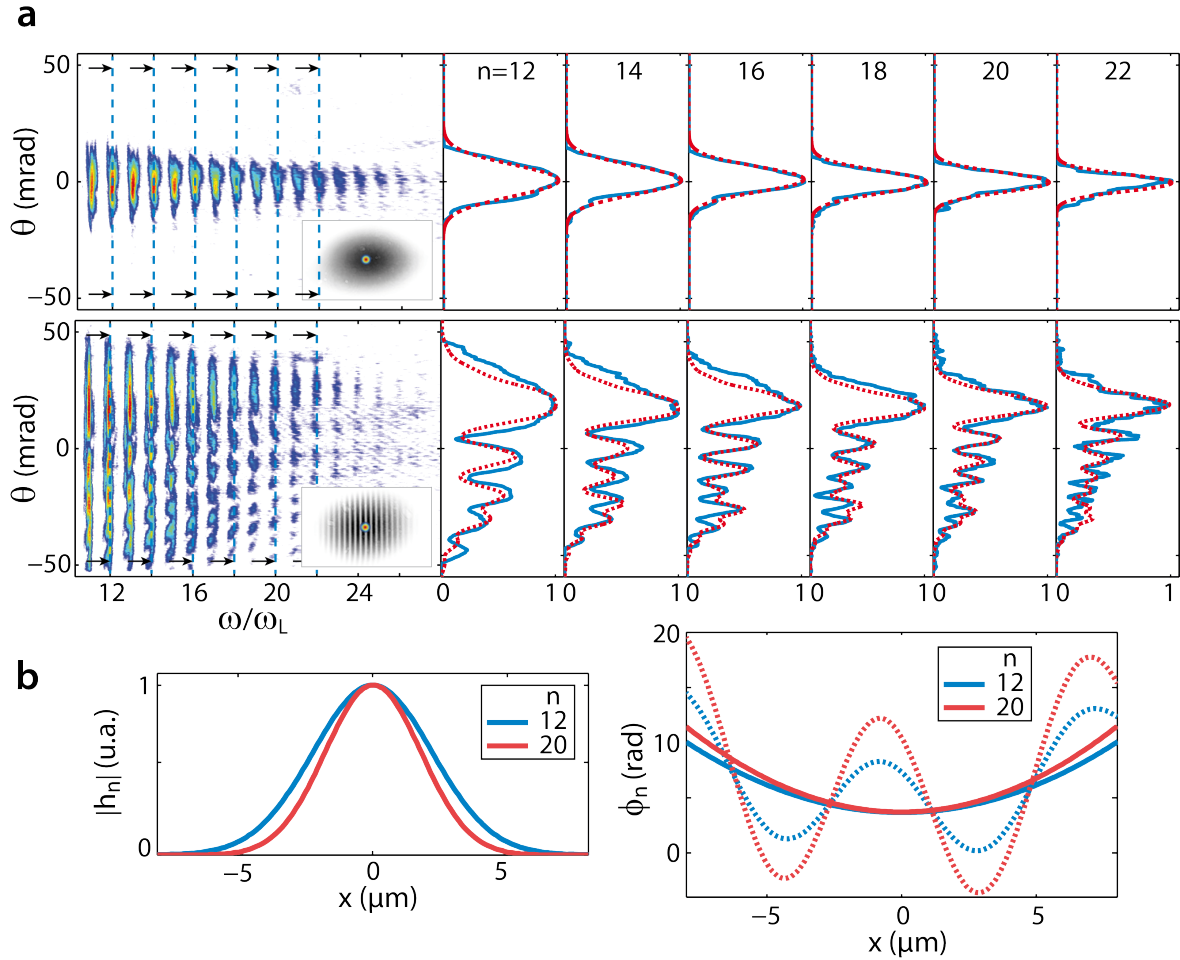


FIGURE 11.3: **Génération d'harmoniques ROM sur réseau plasma : confrontation expériences / modèle** – Profils angulaires expérimentaux résolus spectralement du faisceau harmonique généré sur réseau plasma de profondeur nulle, panneau **a**, et maximale, panneau **b**. À droite, profils angulaires expérimentaux, en traits pleins bleus, des ordres $n = 12$ à 22 . En traits pointillés rouges, meilleurs ajustements de ces profils par le modèle de source harmonique sur réseaux plasmas, équations 11.2 et 11.4. – **b** – Amplitudes des sources harmoniques d'ordres $n = 12$, traits bleus, et 20 , traits rouges, correspondant par le modèle dans le plan focal. Phases spatiales en traits pleins sur miroir plasma, et pointillés sur réseau plasma.

Tailles de sources w_n

Deux comportements distincts sont observés pour les tailles de sources CWE et ROM.

Pour le mécanisme CWE, figure 11.4a, la taille de source est constante avec l'ordre harmonique et est quasiment identique à la taille du waist laser : la moyenne (trait plein panneau de droite) révèle une valeur $w_n = 97\%w_0$. Ceci signifie que l'efficacité de génération ne dépend pas de l'éclairement a_0 le long de la tache focale.

Au contraire, pour le mécanisme ROM, figure 11.4d, la taille de source diminue progressivement avec l'ordre harmonique. Ceci s'observe également dans les simulations PIC. Sur le panneau de droite, l'approche des données expérimentales par une fonction affine donne une tendance en :

$$w_n/w_0 = 65\% - n/85 \quad (11.5)$$

Les valeurs, de l'ordre de $w_{12} \simeq 50\%w_0$ et $w_{20} \simeq 40\%w_0$, montrent que l'efficacité de génération dépend de l'éclairement : sur les zones de la tache focale moins intenses, il n'y a pas de génération. De plus, la décroissance de w_n avec l'ordre harmonique indique que cette dépendance en

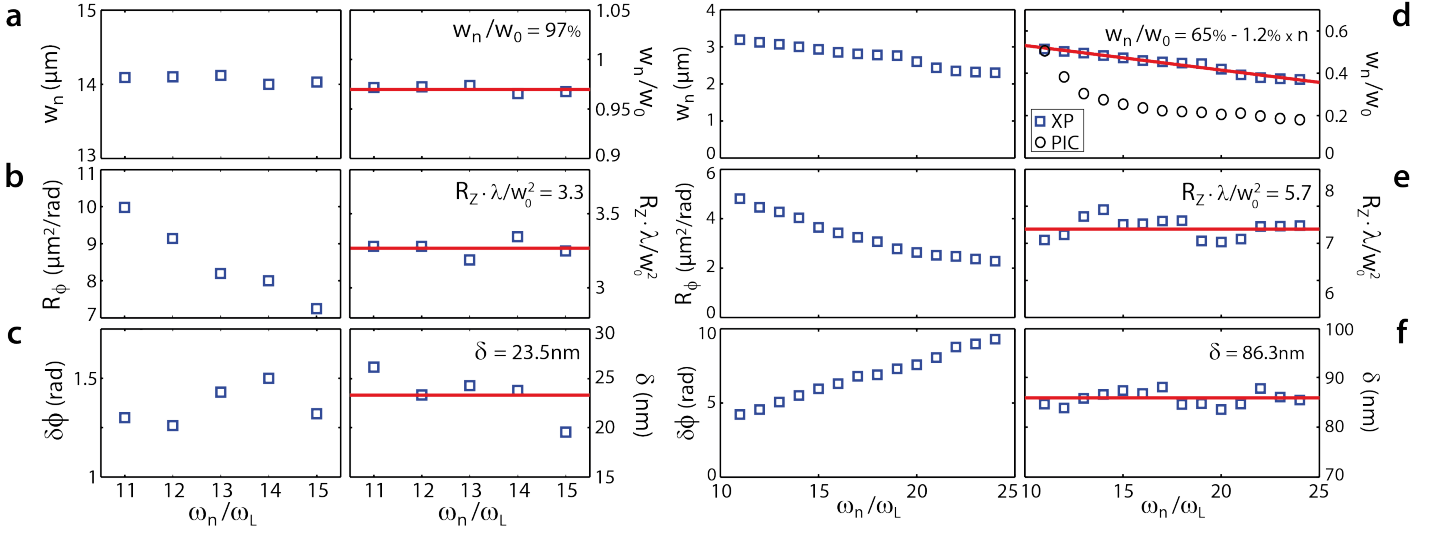


FIGURE 11.4: **Propriétés des sources harmoniques déduites par la confrontation du modèle de source aux profils angulaires expérimentaux** – Tailles de source w_n , panneaux **a** et **d**, rayons de courbure de phase $R_{\phi n}$, panneaux **b** et **e**, et profondeurs de la fonction réseau $\delta\phi_n$, panneaux **c** et **f**, déduits de la reproduction des profils angulaires expérimentaux par le modèle de source. Panneaux **a**, **b**, et **c** pour le mécanisme CWE, et **d**, **e**, **f** pour le mécanisme ROM. Données brutes, panneaux de gauche, et normalisées et approchées par des fonctions constantes ou affine (en traits pleins rouges), panneaux de droite.

intensité est plus forte pour les ordres plus élevés.

Rayons de courbure de phases spatiales $R_{\phi n}$

Les rayons de courbure de phase spatiale CWE et ROM sont présentés en figure 11.4**b** et **e**, panneaux de gauche. Comme attendu (voir modèles de phase harmonique sections 2.2 et 3.3) ils diminuent progressivement avec l'ordre harmonique.

À toute phase peut être associée une position en mètre par l'expression $\phi = kz$. Ainsi, les rayons de courbure de phase en $\mu\text{m}^2/\text{rad}$ peuvent être ramenés à des rayons de courbure en μm d'une *surface effective* au niveau de la cible par l'expression :

$$R_Z(n) = R_{\phi}(n) \cdot 2\pi n / \lambda \cos i \quad (11.6)$$

Ces *surfaces effectives* sont définies aux sections 2.2 et 3.3. Pour le mécanisme CWE, c'est la surface équivalente à la différence de retard des électrons de Brunel pour atteindre la densité dont la fréquence plasma est égale à $\omega_{pe} = n\omega_L$. Pour le mécanisme ROM, c'est l'enfoncement du plasma $Z_T(x)$ par la pression de radiation. Ainsi les rayons de courbure des harmoniques nous informent directement sur la dynamique du plasma au cours de l'interaction. Les rayons de courbure théoriques de ces surfaces sont donnés en fonction des paramètres d'interaction aux équations 2.6 et 3.9. Le facteur de normalisation est λ/w_0^2 .

Les panneaux de droite en figure 11.4**b** et **e** illustrent les rayons de courbure normalisés des *surfaces effectives* au niveau de la cible, déduits de ceux des panneaux de gauche par l'expression 11.6. Pour les deux mécanismes, on observe que ces rayons de courbure ne dépendent pas de l'ordre harmonique. Pour le mécanisme ROM, cela confirme que la phase spatiale est déterminée par une unique surface pour tous les ordres : celle de l'enfoncement sous la pression de radiation. Pour le mécanisme CWE, la théorie annonce une légère variation avec l'ordre (en $1/(\ln n)^{1/3}$), trop faible pour être observée ici. Les valeurs expérimentales moyennées sur tous les ordres

harmoniques, tracées en traits pleins, sont $R_Z = 3.3w_0^2/\lambda$ et $R_Z = 5.7w_0^2/\lambda$ pour les mécanismes CWE et ROM.

Profondeur de la modulation de phase $\delta\phi_n$

Les valeurs expérimentales $\delta\phi_n$ sont présentées en figure 11.4c et f (panneaux de gauche). Pour le mécanisme CWE, il est difficile de déduire une tendance. En revanche pour le mécanisme ROM, il est clair que $\delta\phi_n$ augmente progressivement avec l'ordre harmonique.

Par l'expression 11.3, on déduit, sur les panneaux de droite, la profondeur de la *surface effective réseau*. On observe alors que cette profondeur ne dépend pas de l'ordre harmonique. Ceci indique que tous les ordres harmoniques ont été générés au niveau de la même *surface effective réseau*. Les valeurs moyennées pour tous les ordres donnent des profondeurs de cette surface de $\delta z = 23.5nm$ et $86.3nm$ pour les mécanismes CWE et ROM.

Remarque : supposons que la *surface effective réseau* pour les harmoniques relativistes est identique à la *surface effective de réflexion du laser*, définie au chapitre 8 section 8.2. Alors on peut déduire, à partir de δz , la profondeur du réseau plasma δL par l'expression 8.13. La *densité effective de réflexion* n_r est déduite des simulations PIC, figure 8.10c : pour $a_0 \simeq 1.5$, on a $n_r \simeq 4n_c$. D'après les simulations hydrodynamiques $n_0 \simeq 40n_c$. On en déduit $\delta L = \delta z / \ln n_0 / n_r \sim 86 / \ln 10 = 37nm$. On obtient ainsi une estimation de la profondeur du réseau plasma :

$$\left[\frac{\delta L}{L_m} \right]_{XP} \sim \frac{37nm}{\lambda/9} = 41\%$$

Cette estimation est en excellent accord avec les résultats du chapitre 8, obtenus en sondant le réseau plasma en régime *classique* de diffraction.

11.3.3 Évolution des propriétés harmoniques

Les dépendances des caractéristiques des sources harmoniques avec l'ordre n , présentées en figure 11.4, sont cohérentes avec les comportements attendus d'efficacité, de phase spatiale, et d'effet du réseau plasma. Néanmoins, il y a un écart significatif entre les valeurs expérimentales et les estimations théoriques.

En figure 11.4d, panneau de droite, les tailles de source obtenues à partir de la simulation PIC de la section 6.2 sont illustrées en unité de waist laser en ronds noirs. L'éclairement simulé est $a_0 = 1.8$. Comme observé expérimentalement, ces tailles PIC diminuent avec l'ordre harmonique. En revanche, elles sont inférieures aux tailles expérimentales d'un facteur 2 : $[w_{20}]_{XP} \simeq 40\%w_0$ et $[w_{20}]_{PIC} \simeq 20\%w_0$.

Les rayons de courbure de la *surface effective* ont pour expressions théoriques 2.6 et 3.9 en fonction des paramètres d'interaction. Les applications numériques donnent ici $[R_Z]_{th}\lambda/w_0^2 \simeq 2.5$ et 4 pour les mécanismes CWE et ROM. Ces valeurs sont inférieures à celles déduites expérimentalement : respectivement $[R_Z]_{XP}\lambda/w_0^2 \simeq 3.3$ et 5.7.

En conclusion, qualitativement les propriétés harmoniques obtenues expérimentalement ont des tendances avec l'ordre harmonique n cohérentes avec celles attendues. Quantitativement, leurs valeurs sont proches de celles théoriques (PIC ou modèles), cependant il semble que les tailles de sources et rayons de courbures soient sur-estimées.

Ces premiers résultats de la mesure des propriétés des harmoniques générés sur cible solide font l'objet d'une publication [95].

11.4 Régime interférentiel de diffraction sur réseaux plasmas

L'analyse des profils d'intensité expérimentaux en section précédente fournit les premiers ordres de grandeur des propriétés des sources harmoniques générées sur cibles solides. Le modèle de source, présenté en section 11.2, peut être utilisé pour faire varier ces différents paramètres autour de ceux expérimentaux afin de mieux comprendre leurs influences respectives sur la diffraction harmonique. Cette étude est présentée en annexe C, figures C.1 et C.2, pour les deux mécanismes de génération. Elle met en évidence des comportements tout à fait différents qui sont résumés en figure 11.5.

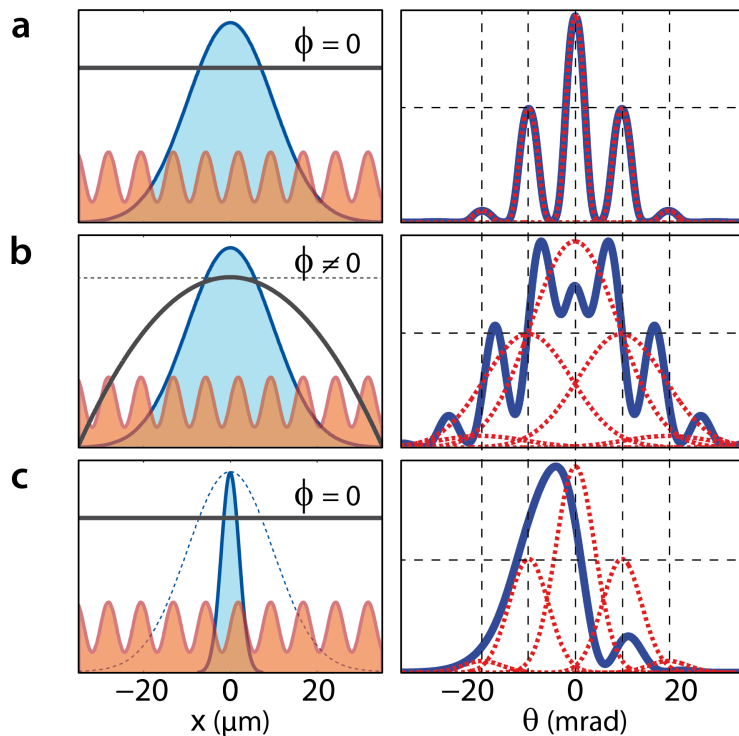


FIGURE 11.5: Utilisation du modèle de source harmonique sur réseaux plasmas pour analyser le régime *interférentiel* de diffraction sur réseaux plasmas pour les mécanismes CWE et ROM – À gauche, fonctions source et réseau en amplitude et phase dans le plan focal de l'harmonique d'ordre $n = 12$; à droite, profil angulaire d'intensité diffractée correspondant en trait plein, et répliques de diffraction du faisceau principal en traits rouge pointillés. Fonction réseau identique pour les trois panneaux. – **a** – Source de référence : $w_{12} \simeq 14\mu m$ et phase nulle $R_{12} = \infty$. – **b** – Source CWE : $w_{12} \simeq 14\mu m$, et phase spatiale forte. – **c** – Source ROM : $w_{12} \simeq 3\mu m$, et phase spatiale nulle.

On considère la source de l'harmonique d'ordre $n = 12$. Elle est générée sur un réseau plasma dont la *surface effective réseau* est telle que la modulation de phase harmonique est de période spatiale $d_f = 7.5\mu m$ et de profondeur $\delta\phi_{12} = 1.25rad$ (ce qui correspond à la situation expérimentale de la figure 11.4 c).

En figure 11.5, les panneaux de gauche représentent le champ complexe harmonique $h_{12}(x)$ et réseau $g_{12}(x)$ en amplitude et en phase dans le plan focal. Les panneaux de droite présentent les profils angulaires d'intensité diffractée résultants $I_{12}(\theta)$ en trait plein, voir expression 11.2. En traits pointillés sont superposées les répliques de diffraction du faisceau harmonique sans interférence : pour chaque cas, elles ont des positions angulaires et des intensités relatives

identiques (déterminées par la période spatiale et la profondeur du réseau). Seules les propriétés de la source harmonique diffèrent.

Diffraction d'une source de référence

Les diffractions des deux mécanismes sont comparées à celle d'une *source fictive de référence*, de taille $w_{12} = w_0$ et de phase spatiale nulle, $R_{12} = \infty$, illustrée figure 11.5a. Elle correspond mathématiquement à une source dont la taille et la phase spatiale sont celles du laser : efficacité de génération constante avec l'éclairement, et phase dans le plan focal nulle. Dans le panneau de droite, on constate que la diffraction de cette source fictive sur le réseau plasma se fait dans un régime *classique* de diffraction : le faisceau harmonique est peu divergent, les répliques de diffraction ne se recouvrent pas.

Pour les mécanismes CWE et ROM, panneaux **b** et **c**, les répliques de diffraction sont plus divergentes : elles se recouvrent et interfèrent. Ce basculement d'un régime *classique* vers un régime *interférentiel*, dû à l'augmentation de la divergence du faisceau harmonique, vient de deux effets différents pour chaque mécanisme.

Diffraction des harmoniques CWE

Pour ce mécanisme, l'augmentation de la divergence du faisceau harmonique est provoquée par la forte phase spatiale, voir figure 11.5b. L'étude de la diffraction harmonique, annexe figure C.1, met en évidence une haute sensibilité à la variation de phase spatiale, panneaux **a**, et au contraire faible sensibilité à celle de la taille de source, panneaux **b**.

De plus, les panneaux **d** montrent une faible sensibilité à la position relative x_0 de la source harmonique sur le réseau plasma, car celle-ci illumine plusieurs périodes réseau.

Diffraction des harmoniques ROM

Pour ce mécanisme, l'augmentation de la divergence du faisceau harmonique est provoquée par la faible taille de source, voir figure 11.5c. L'étude de la diffraction harmonique, annexe figure C.2, met en évidence une haute sensibilité du profil d'intensité diffractée à la variation de la taille de source, panneaux **b**, et au contraire faible sensibilité à celle de la phase spatiale, panneaux **a**. Cette phase spatiale n'est pas nulle, contrairement à l'exemple illustré en figure 11.5c, mais w_n est trop faible pour qu'elle ait un effet significatif.

De plus, dans ce cas la source illumine environ une période spatiale réseau : $2w_{12} \simeq 6\mu m$ et $d_f = 7.5\mu m$. La diffraction est donc très sensible à la position relative x_0 de la source sur le réseau plasma, comme présenté en figure C.2d. Suivant cette position, la répartition d'énergie peut être plus importante pour les angles positifs ou négatifs, voir panneau 11.5c de droite. La figure 11.6 reprend les trois profils angulaires expérimentaux d'intensité résolus spectralement présentés en figure 9.3 et montrent avec le modèle de source comment la variation de la position x_0 les explique, pour $x_0 = -1.5\mu m$, $0\mu m$, et $1.5\mu m$. Ici, la profondeur de phase réseau est celle déduite des intensités expérimentales figure 11.4f : $\delta\phi_{12} \simeq 4.5rad$.

11.5 Limites du modèle

Dans les deux sections précédentes, il est montré que le modèle de source harmonique sur réseaux plasmas reproduit les tendances attendues malgré un certain écart avec les valeurs théoriques. Les simulations PIC ci-après révèlent que la source harmonique subit à la fois une

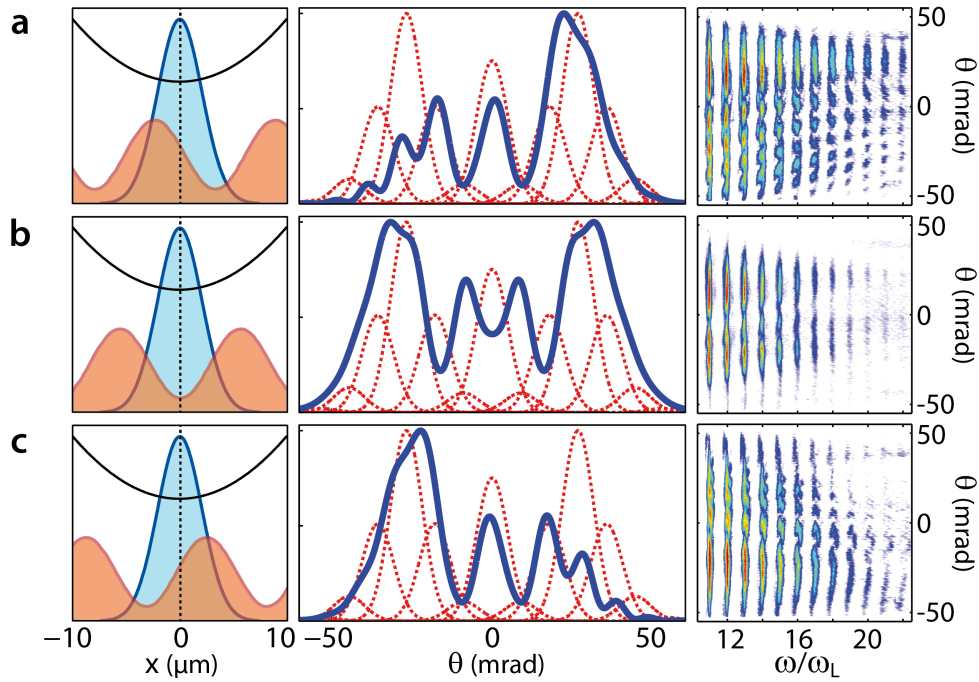


FIGURE 11.6: **Dépendance du profil angulaire diffracté des harmoniques ROM avec la position x_0 sur le réseau plasma** – À gauche, source harmonique ROM et fonction réseau dans le plan focal le modèle de source. Au centre, profil angulaire diffracté simulé correspondant. À droite, exemple de profil angulaire résolu spectralement expérimental correspondant. $x_0/d_f = -0.2, 0,$ et 0.2 aux panneaux respectifs **a**, **b**, et **c**.

modulation en phase et en amplitude ; effet qui n'est pris en compte dans le modèle.

Plusieurs simulations PIC de réflexion d'un faisceau laser d'éclairement relativiste ($a_0 = 1.8$) sur réseaux plasmas sont réalisées pour différentes positions x_0 . Les paramètres du réseau plasma sont identiques à la simulation présentée en section 8.2.

La figure 11.7 présente la source harmonique d'ordre $n = 6$ en champ (amplitude et phase) dans le plan focal à gauche, ainsi que le profil angulaire d'intensité diffractée à droite, déduits tous deux du champ enregistré au niveau de la sonde PIC. Pour le panneau **a** $x_0 = 0d_f$, et pour le panneau **b** $x_0 = 0.25d_f$. Le profil angulaire du panneau **a** de droite rappelle celui expérimental CWE de la figure 11.2, et du panneau **b** celui ROM de la figure 11.3. Un premier constat est que les sources subissent une modulation d'amplitude en plus de celle de phase.

En rouge, à gauche, sont superposés pour chaque cas les champs sources (amplitude et phase) déduits des meilleurs ajustements, par le modèle de source harmonique, des profils d'intensité diffractée, à droite.

Malgré le fait que la modulation d'amplitude ne soit pas prise en compte, le modèle approche les profils d'intensité de façon satisfaisante (erreur $\lesssim 5\%$). On constate sur les sources que les paramètres de taille de source, courbure de phase, et profondeur de la modulation de phase donnent un ordre de grandeur proche des paramètres réels.

Il faut préciser que les tentatives de prise en compte de la modulation d'amplitude dans le modèle de source harmonique ont été infructueuses car les paramètres qui reproduisaient au mieux les profils angulaires expérimentaux variaient d'une reproduction à l'autre.

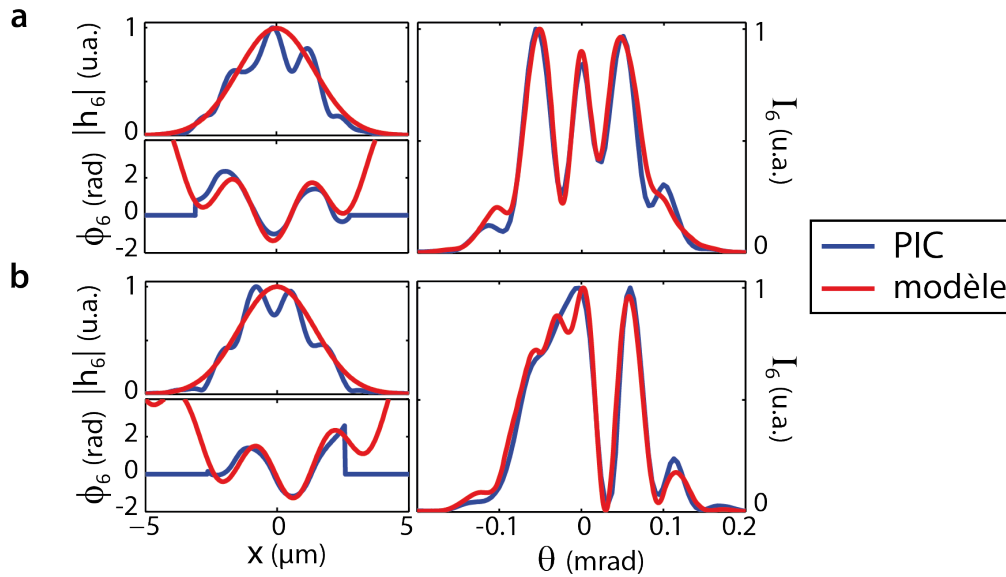


FIGURE 11.7: **Simulations PIC sur réseaux plasmas** – Traits bleus, à gauche, champs de l’harmonique d’ordre $n = 6$ (amplitude en haut et phase en bas), à droite, profils angulaires d’intensité diffractée, déduit de la sonde PIC pour des positions relatives de la tache focale sur le réseau plasma $x_0/d_f = 0$ (panneau **a**) et 0.25 (panneaux **b**). Traits rouges, source et profil d’intensité déduits des meilleurs ajustements des profils d’intensité par le modèle de source.

Conclusion

Les expériences de diffraction harmonique sur réseaux plasmas dans un régime *interférentiel* permettent de déduire les caractéristiques des sources harmoniques à travers un modèle. Les tendances obtenues sont qualitativement cohérentes avec les modèles de génération. Quantitativement, cette analyse apporte des ordres de grandeur proches des valeurs théoriques même si un écart significatif demeure. Le fait que la modulation d’amplitude ne soit pas prise en compte peut en être une des causes. D’autres origines probables peuvent être citées : par exemple l’amplitude source réelle est peut-être plus éloignée d’une gaussienne qu’attendue ; ou bien le fait que le réseau plasma est supposé sinusoïdal alors qu’il ne l’est pas exactement, voir figure 7.2 page 87.

Dans le chapitre suivant nous allons voir qu’il est possible de déterminer les propriétés des sources harmoniques sans passer par l’intermédiaire d’un modèle de source.

Chapitre 12

Adaptation de la mesure ptychographique à la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à une méthode d'imagerie sans lentille connue sous le nom de *ptychographie*. Elle permet, à partir de mesures en intensité d'une onde diffractée, de reconstruire le champ en amplitude et en phase.

Dans un premier temps le schéma de mesure et le principe de la reconstruction sont expliqués afin de comprendre comment transposer ce type d'imagerie à notre dispositif expérimental. La faisabilité de cette transposition est ensuite validée à la fois grâce au modèle de source harmonique développé au chapitre précédent et grâce à des simulations PIC. Enfin, on montre que cette mesure permet une véritable métrologie de la génération harmonique.

12.1 La ptychographie

La ptychographie est une technique d'imagerie par diffraction cohérente. L'intensité diffractée d'un faisceau est mesurée pour le reconstruire dans son plan focal grâce à des algorithmes itératifs de type *phase retrieval* [96, 97, 98, 99]. Elle permet de reconstruire un objet avec une très grande résolution [100], en amplitude et en phase [101, 102, 103]. Elle est tout particulièrement appréciée en microscopie à rayons X [104, 105, 106] car la résolution est d'autant plus fine que la longueur d'onde est faible, et parce que les lentilles sont de qualité moindre à ces longueurs d'onde. Elle est également utilisée en microscopie électronique [107, 108] pour sa très haute résolution et parce qu'elle permet d'éviter l'utilisation de lentilles électrostatiques peu efficaces [109, 110, 111].

Cette section présente le schéma de mesure et le principe de la reconstruction.

12.1.1 Ptychographie : la mesure

La figure 12.1 illustre le principe de la mesure ptychographique. Un objet en transmission ou en réflexion est illuminé par soit un faisceau lumineux soit un faisceau d'électrons. Dans le *plan objet*, l'amplitude sonde est définie par $S(x, y)$ et l'effet de l'objet sur la sonde en amplitude (amplitude et phase) est défini par $O(x, y)$. Ces fonctions sonde et objet sont indépendantes. On peut montrer que le champ total s'écrit $a(x, y) = O(x, y) \cdot S(x, y)$ [112]. Assez loin du plan objet pour pouvoir être dans les conditions de diffraction de Fraunhofer, on définit le *plan de détection* où l'on mesure le profil angulaire 2D de l'intensité diffractée, module carré de la

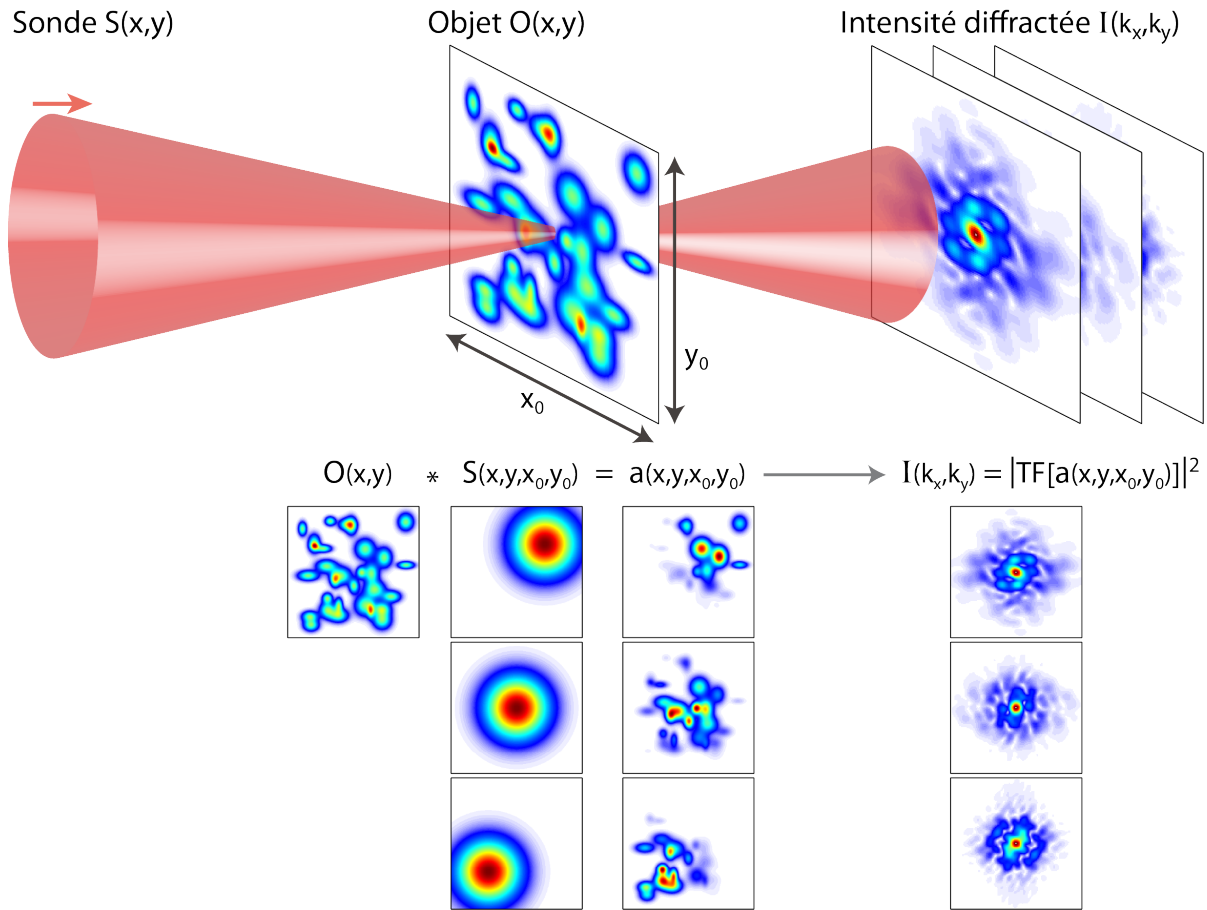


FIGURE 12.1: **Principe de la mesure ptychographique** – Une sonde cohérente S éclaire un objet O . Le champ $O \cdot S$ résultant dans le plan objet diffracte jusqu'au plan de détection. Plusieurs mesures de l'intensité I diffractée sont réalisées pour différentes positions relatives (x_0, y_0) de la sonde et de l'objet.

transformée de Fourier du champ $a(x, y)$:

$$I(k_x, k_y) = \left| \widehat{O \cdot S} \right|^2$$

Au cours de cette mesure, l'information sur la phase est perdue.

Le principe de la ptychographie est de mesurer un grand nombre de motifs de diffraction de la sonde pour des positions relatives (x_0, y_0) des fonctions S et O différentes. Pour chacune des mesures, le champ dans le plan objet dépend alors de (x, y) et de (x_0, y_0) . L'intensité mesurée également :

$$a(x, y, x_0, y_0) = O(x, y) \cdot S(x - x_0, y - y_0) \quad (12.1)$$

$$I(k_x, k_y, x_0, y_0) = \left| \text{TF}[a(x, y, x_0, y_0)] \right|^2 \quad (12.2)$$

Les panneaux du bas figure 12.1 illustrent, pour un objet quelconque et une sonde gaussienne 2D, le champ total au niveau du plan objet pour différentes positions (x_0, y_0) de la sonde, à gauche, ainsi que, à droite, les profils angulaires d'intensité résultants dans le plan de détection.

Un grand nombre de mesures de l'intensité diffractée sont réalisées pour des positions relatives (x_0, y_0) connues. Cet ensemble de mesures $\xi(O, S) = [I(k_x, k_y)]_{(x_0, y_0)}$ ne dépend que des fonctions objet et sonde et du pas d'échantillonnage de x_0 et y_0 .

À partir de cet ensemble, des algorithmes ont été développés pour reconstruire les fonctions complexes objet et sonde en amplitude et phase spatiales dans le plan objet.

Condition de redondance

Dans l'ensemble pytychographique $\xi(O, S)$ l'information sur les fonctions objet et sonde est encodée dans la variation progressive de l'intensité diffractée avec les positions relatives (x_0, y_0) . C'est-à-dire qu'il faut que pour chaque mesure, les zones de l'objet successivement illuminées par le faisceau sonde se recouvrent partiellement. Il y a alors une redondance d'information dans la mesure.

On peut définir deux dimensions caractéristiques du système. Tout d'abord, les plus petites dimensions de variation d'amplitude de la fonction objet $(\Delta x, \Delta y)$. Ensuite, les dimensions caractéristiques du faisceau sonde (w_x, w_y) . Elles sont à comparer avec les pas d'échantillonnage de la mesure $(\delta x_0, \delta y_0)$. D'après le critère de Shannon, il est nécessaire que le pas d'échantillonnage soit au maximum deux fois plus faible que la plus petite dimension caractéristique à résoudre : $\delta x_0 < 0.5 \min[\Delta x, w_x]$ (idem pour δy_0). Plus le pas d'échantillonnage est faible, plus la reconstruction est fine.

Il faut souligner que certains algorithmes ont été développés afin d'augmenter la résolution des reconstructions sans diminuer le pas d'échantillonnage [110]. Nous n'en aurons pas l'usage ici.

12.1.2 Ptychographie : algorithmes de reconstruction

Différents algorithmes de reconstruction existent. Dans le cadre de cette thèse, deux sont utilisés : celui dit *Error Reduction* noté *ER*, et celui dit *Hybrid Input-Output*, noté *HIO* pour la suite. Ils sont composés des mêmes projections appliquées de manières différentes. Pour en comprendre le principe, l'architecture du premier est détaillée afin de présenter les projections, puis les différences entre les deux algorithmes sont expliquées.

Architecture de l'algorithme de ptychographie *ER*

C'est un algorithme itératif qui consiste à reconstruire l'ensemble $\xi_{XP}(O, S)$ par l'application successive de deux contraintes dans les plans objet et de détection. La figure 12.2 schématise l'architecture de l'algorithme.

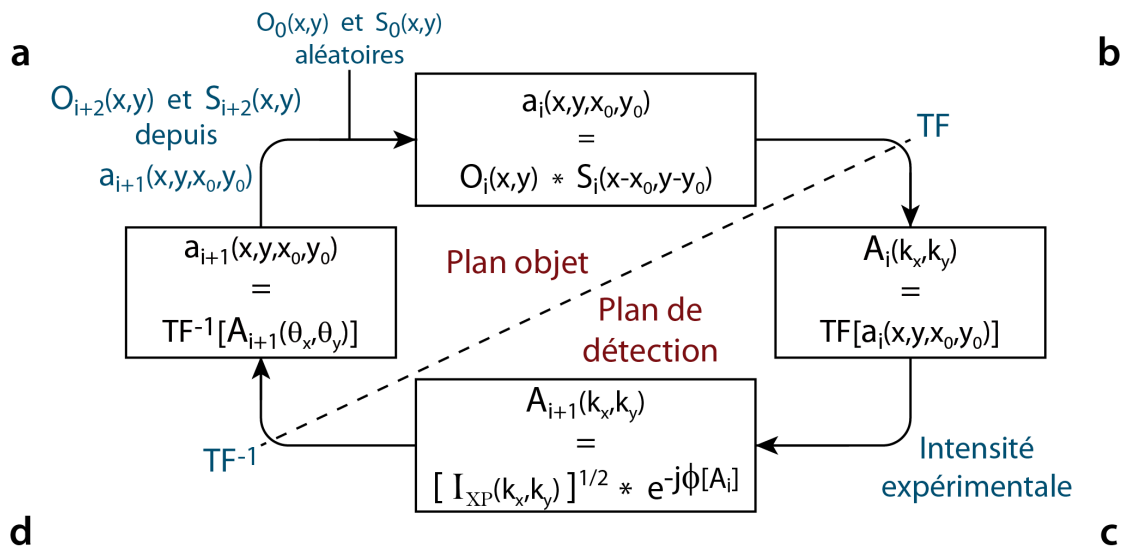


FIGURE 12.2: Architecture de l'algorithme de reconstruction ptychographique *ER* – Algorithme itératif en quatre étapes dont un aller-retour mathématique (transformées de Fourier) entre les plans objet et de détection, et l'application d'une contrainte dans chacun des plans, voir texte.

a– Initialisation Au point **a**, on suppose à l'itération $i = 0$ deux fonctions objet $O_i(x, y)$ et sonde $S_i(x, y)$ quelconques dans le plan objet (par exemple des fonctions aléatoires). Pour chaque position (x_0, y_0) de la mesure, le champ $a_i(x, y, x_0, y_0)$ est alors calculé par l'expression 12.1.

b– Plan objet \mapsto Plan de détection Au point **b**, on passe du plan objet au plan de détection par une transformée de Fourier (mesure expérimentale dans des conditions de diffraction de Fraunhofer). On déduit alors le champ dans le plan de détection par $\widehat{a}_i(k_x, k_y, x_0, y_0)$. L'intensité simulée dans ce plan est simplement :

$$I_i(k_x, k_y, x_0, y_0) = |\widehat{a}_i(k_x, k_y, x_0, y_0)|^2 = \left| |\widehat{a}_i| \cdot e^{j\Phi[\widehat{a}_i]} \right|^2$$

On définit l'erreur de reconstruction sur l'intensité simulée par rapport à celle mesurée $I_{XP}(k_x, k_y, x_0, y_0)$ par :

$$Err_i = \sqrt{1 - \frac{(\sum [I_{XP} \cdot I_i])^2}{\sum [I_{XP}^2] \cdot \sum [I_i^2]}} \quad (12.3)$$

où \sum désigne la somme sur les paramètres (k_x, k_y, x_0, y_0) .

c– Contrainte expérimentale Au point **c**, on applique la contrainte dite *expérimentale*. Son principe est de remplacer le module du champ simulé $|\widehat{a}_i|$ par la racine de l'intensité mesurée tout en gardant la phase identique :

$$\widehat{a}_{i+1}(k_x, k_y, x_0, y_0) = \sqrt{I_{XP}(k_x, k_y, x_0, y_0)} \cdot \exp [j\Phi[\widehat{a}_i](k_x, k_y, x_0, y_0)] \quad (12.4)$$

d– Plan de détection \mapsto Plan objet Au point **d**, par une transformée de Fourier inverse, on déduit de \widehat{a}_{i+1} quel champ $a_{i+1}(k_x, k_y, x_0, y_0)$ lui correspond dans le plan objet.

a– Contrainte ptychographique Au point **a**, le bruit et l'incertitude sur la mesure expérimentale font que $a_{i+1}(k_x, k_y, x_0, y_0)$ ne s'écrit plus formellement comme le produit de deux fonctions objet et sonde décalées. La contrainte dite *ptychographique* consiste à isoler deux fonctions principales objet $O_{i+2}(x, y)$ et sonde $S_{i+2}(x, y)$ telles que l'ensemble $[O_{i+2}(x, y) \cdot S_{i+2}(x - x_0, y - y_0)]_{(x_0, y_0)}$ reproduise au plus près l'ensemble $a_{i+1}(k_x, k_y, x_0, y_0)$. La description mathématique de cette étape est développée en annexe D.1.

Ces deux fonctions sont alors ré-introduites par l'expression 12.1 pour l'étape **b**, et ainsi de suite.

Définitions des projections

On voit ici l'algorithme comme une simple succession d'étapes. Pour aller au delà, il est pertinent de réinterpréter son fonctionnement par le biais de projections mathématiques. On définit les projections dites *expérimentale* et *ptychographique* Π_{XP} et Π_{OS} . Une projection Π part d'une fonction f et donne la fonction f' la plus proche (telle que la distance des moindres carrés entre f et f' soit minimale) qui vérifie une propriété donnée [113].

La projection expérimentale représente les étapes **b**, **c**, et **d** : le passage d'un champ du plan objet vers le plan de détection, puis l'application de la contrainte expérimentale, expression 12.4, et le passage inverse depuis le plan de détection vers le plan objet. C'est-à-dire :

$$a_{i+1}(x, y, x_0, y_0) = \Pi_{XP}[a_i(x, y, x_0, y_0)]$$

La projection ptychographique représente l'étape **a**, soit l'application de la contrainte ptychographique (ce champ doit s'écrire comme le produit décalé des deux fonctions $O(x, y)$ et $S(x, y)$). C'est-à-dire :

$$a_{i+2}(x, y, x_0, y_0) = \Pi_{OS}[a_{i+1}(x, y, x_0, y_0)]$$

Définition des algorithmes *ER* et *HIO*

D'après ces définitions, l'architecture de l'algorithme *ER* (également nommé algorithme aux *projections successives* [114]) s'écrit simplement :

$$[a_{i+2}]_{ER} = \Pi_{OS}[\Pi_{XP}[a_i]]$$

L'algorithme *HIO* diffère dans l'application de ces projections. Son architecture [114] est donnée par :

$$[a_{i+2}]_{HIO} = a_i + \Pi_{XP}[2\Pi_{OS}[a_i] - a_i] - \Pi_{OS}[\Pi_{XP}[a_i]]$$

Comportement des algorithmes *ER* et *HIO*

La figure 12.3 illustre les comportements totalement différents de ces deux algorithmes, [114].

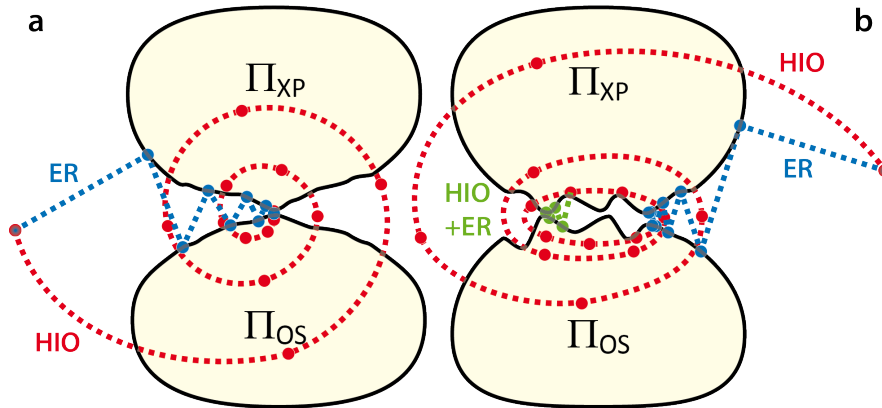


FIGURE 12.3: **Schématisation de la recherche de meilleure solution des algorithmes *ER* et *HIO*** – Zones colorées : ensemble des champs qui vérifient la contrainte ptychographique Π_{OS} ou expérimentale Π_{XP} . – **a** – Cas idéal : une unique solution optimale (minimum de distance entre les deux espaces grisés) – **b** – Cas réel : un ensemble de solutions possibles (ensemble des minimums locaux de la distance entre les deux espaces grisés). – Traits bleu, rouge, vert, schématisation de la recherche de solutions par l'algorithme *ER*, *HIO*, et *HIO+ER*.

Le plan représente fictivement l'ensemble des fonctions $a(x, y, x_0, y_0)$ possibles. Parmi ces fonctions, les zones colorées correspondent aux sous-ensembles des fonctions vérifiant la contrainte expérimentale Π_{XP} ou la contrainte ptychographique Π_{OS} . Le but des algorithmes de ptychographie est de trouver la solution a_f (donc les deux fonctions objet et sonde O_f et S_f) qui satisfait à la fois les deux contraintes, c'est-à-dire, schématiquement, le point à l'intersection des deux sous-ensembles, voir panneau **a**.

Le point bleu et rouge (à gauche panneau **a** et à droite panneau **b**), représente l'initialisation : $a_0(x, y, x_0, y_0)$ quelconque. L'algorithme *ER*, schématisé en bleu, réalise des projections successives de a_i sur les deux espaces représentant chaque contrainte. L'algorithme *HIO* en rouge, au contraire explore tout le plan. L'erreur de reconstruction définie en équation 12.3 décroît strictement entre chaque itération pour l'algorithme *ER* et peut diminuer ou augmenter

pour le *HIO*.

Le bruit et les incertitudes de mesure font que l'on n'est jamais dans un cas parfait où il existe une unique solution comme sur le panneau **a**. En réalité, il n'y a plus de solutions (plus d'intersection). À la place, il existe une zone dans laquelle les deux sous ensembles sont relativement proches, comme présenté au panneau **b**.

L'algorithme *ER* est alors peu adapté car son erreur diminuant strictement entre deux itérations successives, il converge vers le minimum local le plus proche du point initial. La reconstruction finale est biaisée car elle ne prend pas en compte l'ensemble des solutions possibles. À l'inverse, l'algorithme *HIO* ne reste pas piégé autour d'un unique minimum local mais explore l'ensemble des minima locaux possibles. L'algorithme atteint alors un *état stationnaire* dans lequel l'erreur stagne. On peut choisir comme reconstruction finale soit une des reconstructions de l'état stationnaire, soit de moyenner sur toutes les solutions de l'état stationnaire. Cette dernière solution prend en compte un grand nombre de solutions possibles, bien que certaines puissent être assez éloignées de la solution optimale. L'erreur de reconstruction est donc souvent plus élevée qu'avec l'*ER*.

En résumé, l'*ER* donne une reconstruction avec une erreur finale faible mais qui ne prend pas en compte l'ensemble des solutions possibles. Le *HIO* a exactement le comportement inverse. Plus d'informations sur les différences entre ces deux algorithmes sont présentées en [114].

Combinaison des différents algorithmes

L'algorithme choisi ici pour reproduire les mesures ptychographiques expérimentales est une combinaison de ces deux algorithmes : *HIO+ER*. Dans un premier temps, l'algorithme *HIO* est utilisé. Quand il oscille autour des minima locaux (état stationnaire), à une itération aléatoire, la reconstruction est basculée sur l'algorithme *ER* qui converge vers le minimum local le plus proche. Ceci est illustré en vert figure 12.3**b**. La reconstruction est alors répétée plusieurs fois avec un basculement $HIO \mapsto ER$ à des itérations différentes. La solution finale est la moyenne de toutes les reconstructions.

Cette méthode permet d'explorer un grand nombre de solutions possibles tout en éliminant celles dont les reconstructions sont trop éloignées de la mesure expérimentale. Elle est présentée en [114] et nous a été recommandée par C.Bourassin avec qui nous avons collaboré pour la mise en place numérique.

En pratique pour la suite de cette thèse, chaque solution présentée est la moyenne de 20 reconstructions. Pour chacune, le basculement de l'algorithme *HIO* vers *ER* est réalisé toutes les 10 itérations entre les itérations 100 et 300. L'*ER* est ensuite utilisé pendant 150 itérations.

La figure 12.4 présente l'erreur Err_m en fonction du nombre d'itérations m pour trois reconstructions ptychographiques expérimentales présentées plus loin. On constate que l'algorithme *HIO* atteint rapidement un état stationnaire, autour de 25 itérations. L'algorithme *ER* est déclenché aux itérations $m = 210, 230, \text{ et } 250$. L'erreur décroît alors strictement pendant 150 itérations.

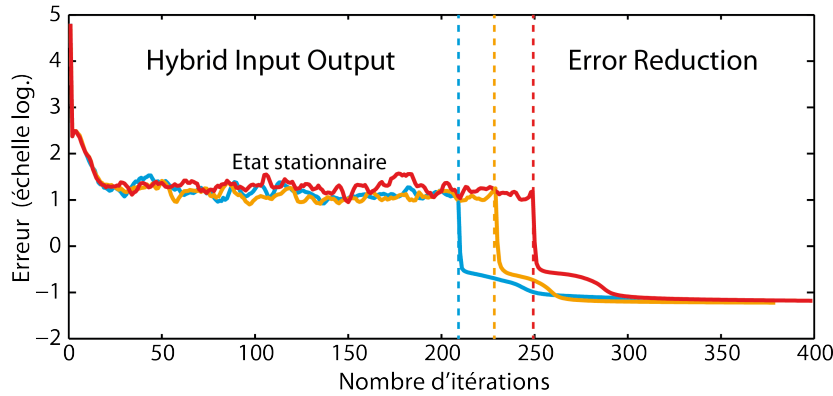


FIGURE 12.4: **Évolution de l'erreur de reconstruction en fonction de l'itération** – Erreur de reconstruction définie en équation 12.3 tracée pour trois reconstructions par l'algorithme *HIO+ER* du même ensemble Ptychographique expérimental de génération harmonique sur réseau plasma (voir figures 13.6r12 et D.1 a, à c).

12.2 Adaptation de la Ptychographie à la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

12.2.1 Dispositif de mesure de la génération harmonique

La mesure expérimentale de génération harmonique sur réseaux plasmas est présentée en section 11.2.1. Dans le plan focal, le champ de la source harmonique d'ordre n et l'effet du réseau sur celle-ci sont notés $h_n(x)$ et $g_n(x)$. L'intensité mesurée est alors donnée par l'équation 11.2 page 135.

Si les deux fonctions $h_n(x)$ et $g_n(x)$ sont indépendantes de leur position relative x_0 , conditions discutée plus loin, alors cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$I_n(k_x, x_0) \propto \left| \int_x h_n(x) \cdot g_n(x - x_0) \cdot e^{jk_x x} \cdot dx \right|^2 \quad (12.5)$$

Cette équation est exactement l'équation qui décrit une mesure Ptychographique à une dimension, voir expressions 12.1 et 12.2.

Ainsi la mesure des harmoniques d'ordre élevé générés sur réseaux plasma se met sous la forme d'une mesure Ptychographique où la fonction sonde est la source harmonique $S = h_n(x)$ et la fonction objet est l'effet du réseau plasma sur cette source $O = g_n(x)$. La différence principale avec une mesure Ptychographique classique est que la sonde n'éclaire pas l'objet mais est directement générée sur celui-ci.

En conclusion, si on réalise la mesure harmonique pour un grand nombre de positions relatives x_0 différentes (assez pour satisfaire la condition de redondance), on doit pouvoir reconstruire les fonctions source et réseau h_n et g_n sans aucune autre hypothèse. Dans ce cas précis, l'ensemble des mesures $I_n(k_x, x_0)$ est appelé *trace Ptychographique* ; il s'agit d'un ensemble de données 2D (1D suivant k_x et 1D suivant x_0).

12.2.2 Approximation expérimentale pour se placer dans une mesure Ptychographique

L'approximation principale pour pouvoir mettre la mesure harmonique sur réseau plasma sous une forme Ptychographique (expression 12.5) est de supposer que les deux fonctions $h_n(x)$ et $g_n(x)$ sont indépendantes de leur position relative x_0 , ce qui n'est pas exactement le cas.

Influence de la position x_0 sur la source harmonique h_n

D'après les modèles de phase spatiale harmonique présentés aux chapitres 2 et 3, le rayon de courbure de phase dépend, pour les deux mécanismes, à la fois de l'éclairement laser a_0 et de la longueur de gradient L . Or, par définition, la longueur de gradient $L(x)$ varie le long du réseau plasma. Ainsi, si x_0 est tel que le maximum (respectivement le minimum) d'éclairement est sur une position où la longueur de gradient réseau est maximale (resp. minimale), le rayon de courbure est alors principalement déterminé par $R_{\phi n}(a_0, L_{max})$ (resp. $R_{\phi n}(a_0, L_{min})$). Ainsi, la fonction source $h_n(x)$ est différente suivant sa position x_0 sur le réseau plasma.

Il faut souligner qu'ici le raisonnement est fait sur la phase spatiale car il existe un modèle. Il n'y a aucune raison que ce ne soit pas également le cas pour l'amplitude spatiale.

Influence de la position x_0 sur la fonction réseau g_n

Considérons le cas d'une interaction relativiste. Le plasma est alors enfoncé sous la pression de radiation. La modélisation de cet enfoncement est présentée section 3.3 ; il dépend de l'éclairement a_0 et de la longueur de gradient L , qui varie le long du réseau plasma. Si x_0 est tel que l'éclairement maximal $a_0(0)$ est situé sur un gradient donné L_1 et que l'éclairement à $1/e$ (par exemple) $a_0(w_0)$ est situé sur un gradient $L_2 < L_1$; alors il y a une importante déformation du réseau $Z_T(a_0(0), L_1) - Z_T(a_0(w_0), L_2)$, car l'enfoncement est d'autant plus important que a_0 et L sont grands. Inversement, si x_0 est tel que $a_0(0)$ interagit avec L_2 et $a_0(w_0)$ avec L_1 ; alors la déformation de cette même portion de réseau plasma $Z_T(a_0(0), L_2) - Z_T(a_0(w_0), L_1)$ est plus faible. On en conclut que la déformation du réseau plasma dépend de la position x_0 de la tache focale laser sur celui-ci. Donc la fonction réseau $g_n(x)$ varie suivant la position x_0 .

Remarque : cet effet est réduit si la période réseau est beaucoup plus grande que le waist laser $d_f \gg w_0$. Dans ce cas, on a $L_1 \simeq L_2$ pour toutes les positions x_0 , et la déformation locale du réseau plasma peut alors s'intégrer directement dans la fonction réseau $g_n(x)$.

En conclusion, la mesure d'harmoniques générés sur réseau plasma n'est pas exactement une mesure ptychographique. Nous allons évaluer l'influence des variations de la position relative x_0 sur les fonctions h_n et g_n à l'aide de simulations PIC en section 12.4. On pourra alors déterminer à quel point le résultat de la mesure ptychographique harmonique est éloigné des fonctions source et réseau recherchées.

12.2.3 Approximation d'efficacité de génération uniforme

Le bruit, les incertitudes de mesure, et les fluctuations tir à tir créent des traces ptychographiques expérimentales bruitées. Par conséquent, les reconstructions consécutives peuvent être très différentes. Pour l'éviter, la fonction réseau $g_n(x)$ est supposées comme une porte de phase :

$$g_n(x) = \exp[j\phi_{g_n}(x)]$$

C'est-à-dire que l'efficacité de génération est supposée identique le long du réseau plasma. Évidemment, elle dépend de la longueur de gradient locale $L(x)$. Cette approximation est vraie dans la mesure où le réseau plasma est une faible perturbation de l'interaction. Elle est discutée à l'aide de simulations PIC en section 12.4.

12.3 Simulations numériques de la mesure ptychographique de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

Avant de présenter les mesures, une validation du principe est faite à l'aide du modèle de source harmonique sur réseaux plasmas développé au chapitre 11. Cette validation permet à la fois de comprendre la forme des traces ptychographiques attendues, comment l'information y est encodée, et d'analyser la qualité des reconstructions de l'algorithme *HIO+ER* par rapport aux fonctions sonde et objet simulées.

12.3.1 Conditions de simulation

On considère l'harmonique d'ordre $n = 12$. Son champ dans le plan focal est modélisé par l'expression 11.4 page 136 et la donnée des paramètres $[w_{12}, R_{12}, \delta\phi_{12}, x_0]$. Ici, on se trouve exactement dans un cas ptychographique puisque, dans le modèle, les deux fonctions h_{12} et g_{12} sont supposées indépendantes de la position x_0 . Pour simuler les traces pour chaque mécanisme, les paramètres déduits des ajustements des profils d'intensités expérimentales, section 11.3, sont utilisés : respectivement $[w_{12}, R_{12}, \delta\phi_{12}] \simeq [3.05\mu m, 2.6\mu m^2/rad, 4.5rad]_{ROM}$ et $[14\mu m, 9\mu m^2/rad, 1.25rad]_{CWE}$.

Les périodes spatiales réseau sont celles de l'expérience : $d_f = 22\mu m$ et $14.3\mu m$ pour les mécanismes ROM et CWE. Elles sont différentes car les mesures n'ont pas été faites les mêmes jours. Comme explicité précédemment (section 12.2.2), ces périodes spatiales sont choisies de telle façon que $d_f > w_{12}$ (tout spécialement dans le régime relativiste) pour pouvoir intégrer la déformation du réseau plasma directement dans la fonction réseau.

12.3.2 Traces ptychographiques simulées

Les traces ptychographiques sont déterminées par le calcul des profils angulaires d'intensité diffractée (module carré de la transformée de Fourier du champ, équation 12.5) pour plusieurs positions relatives x_0 (environ une cinquantaine par période d_f). Les traces $I(k_x, x_0)$ ROM et CWE ainsi simulées sont présentées en figure 12.5.

Les panneaux **a** et **h** servent de référence : ils illustrent la génération de la source harmonique sur miroir plasma lisse (sans réseau, $\delta\phi_{12} = 0rad$), l'intensité maximale de ces cas est normalisée à $I_0 = 1$. Les panneaux **b** à **e**, et **i** à **l**, présentent le champ source harmonique, au niveau du plan focal, généré sur réseaux plasmas pour différentes positions relatives x_0 ainsi que le profil angulaire diffracté correspondant, normalisé par I_0 .

Tracer les champs permet de comprendre la différence entre les traces des deux mécanismes. Cette analyse est fondamentale pour appréhender la suite de ce chapitre et le chapitre suivant.

Trace ptychographique ROM : régime de *décalage angulaire*

Panneaux b, $x_0/d_f = 0$ La phase spatiale réseau compense celle de la source et la phase totale est quasiment nulle. Par conséquent, le faisceau diffracté est moins divergent et a un maximum plus élevé $I/I_0 \simeq 1.2$ que le cas de référence où il n'y a pas de réseau, panneaux **a**.

Panneaux d, $x_0/d_f = 0.5$ Au contraire, la phase réseau s'ajoute avec celle de la source et la phase totale est deux fois plus courbée. Le faisceau diffracté est d'autant plus divergent et son maximum en est donc réduit significativement (même intensité totale), $I/I_0 \simeq 0.4$.

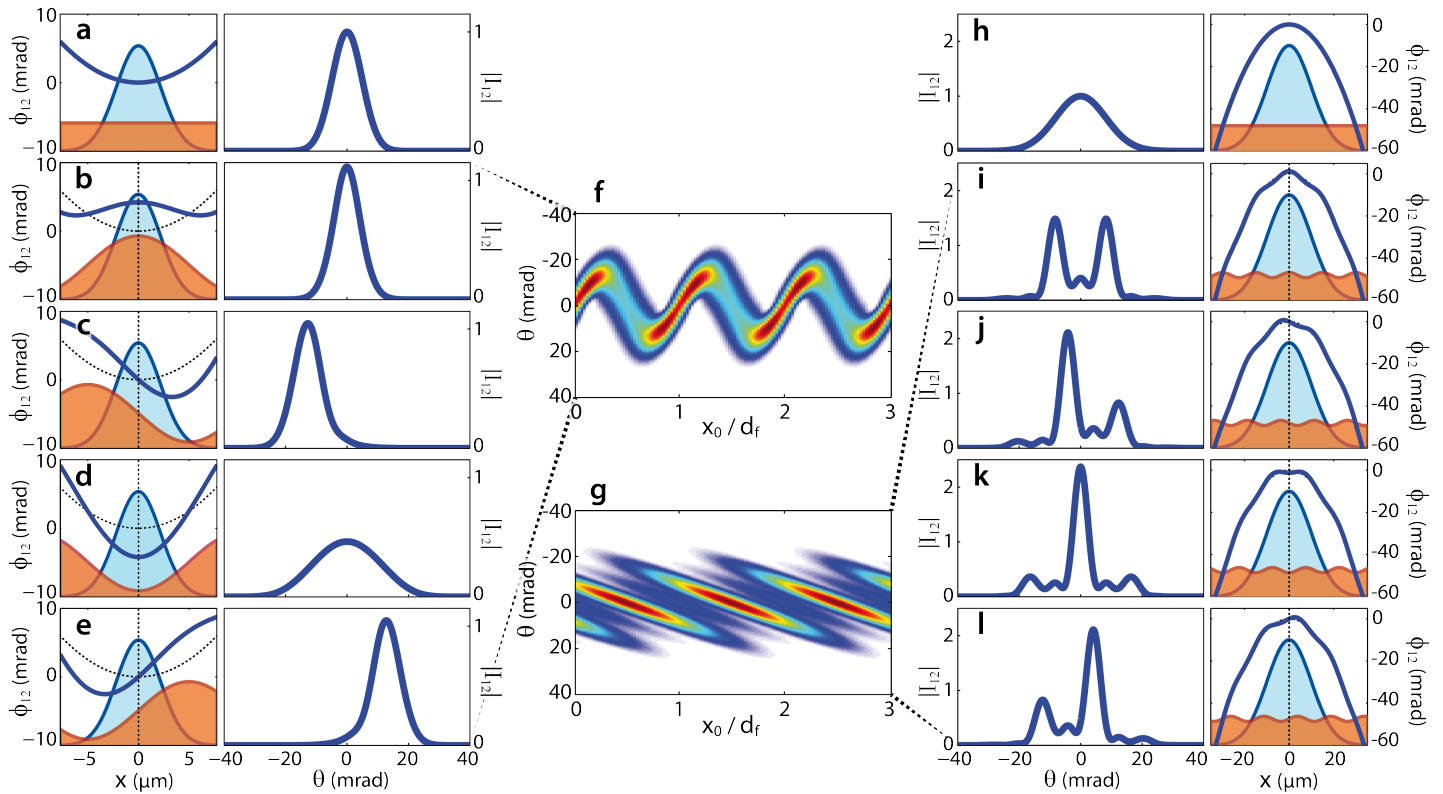


FIGURE 12.5: Traces ptychographiques de l'harmonique d'ordre $n = 12$, ROM et CWE, simulées à l'aide du modèle de source harmonique sur réseaux plasmas – Panneaux a à f, régime ROM; panneaux g à l, régime CWE. – Panneaux a à e de gauche et h à l de droite : amplitude de la fonction source $|h_{12}|$, en bleu, phase de la fonction source ϕ_{12} , en pointillés noir, et fonction réseau en phase ϕ_{g12} , en rouge, dans le plan focal. En bleu, la phase totale égale à la somme des phases des fonctions source et réseau. Panneaux a à e de droite et h à l de gauche : profil angulaire correspondant normalisé par l'intensité maximale sur miroir plasma (sans réseau) : voir panneaux a et h (source de référence sur gradient lisse). – Panneaux b à e et i à l : positions relatives x_0 croissantes, respectivement $x_0/d_f = [0, 0.25, 0.5, 0.75]$. – Panneaux f et g, traces ptychographiques $I_{12}(\theta, x_0)$ ROM et CWE.

Panneaux c/e, $x_0/d_f = 0.25$ et 0.75 Le réseau ajoute une phase linéaire à celle source. La divergence et le maximum d'intensité ne varient pas par rapport au cas de référence, en revanche l'angle d'émission est décalé : environ $\pm 15 \text{ mrad}$.

Panneau f, $x_0/d_f \in [0, 3]$ La trace ptychographique $I(\theta_x, x_0)$ résume ce comportement. De façon continue avec la variation de x_0 , l'angle d'émission oscille autour de la direction spéculaire $\theta = 0 \text{ rad}$, et la divergence et l'intensité maximale augmentent et diminuent de façon inversée. C'est un régime de diffraction de *décalage angulaire*, tel que défini en section 8.1.1.

Trace ptychographique CWE : régime de *décalage angulaire linéaire*

La source harmonique CWE illumine environ deux périodes réseau. Chacun des *creux* de la fonction réseau compense localement la courbure de phase de la source. Il en résulte deux sous-parties de la source, dont les phases spatiales sont linéaires. Les phases spatiales de ces sous-parties ayant une courbure locale nulle, elles créent deux sous-faisceaux peu divergents : $\Delta\theta \sim 6 \text{ mrad}$ au lieu de 20 mrad pour le faisceau de référence panneaux h. Par conséquent, l'intensité maximale augmente significativement.

Panneaux i, $x_0/d_f = 0$ Les deux sous-parties source sont de part et d'autre du centre ; elles ont des phases linéaires opposées. Les deux sous-faisceaux résultants sont de même intensité, environ $I/I_0 \simeq 1.5$, et symétriques par rapport au spéculaire $\theta \simeq \pm 10 \text{ mrad}$.

Panneaux j, $x_0/d_f = 0.25$ Un *creux* du réseau est plus centré sur le faisceau source que l'autre ; sa phase linéaire est réduite et l'énergie source sélectionnée (sur la gaussienne d'amplitude) augmente. Par conséquent, le sous-faisceau correspondant se rapproche de la direction spéculaire, $\theta \simeq -5 \text{ mrad}$, et son intensité maximale augmente, $I/I_0 \simeq 2$. À l'inverse l'autre *creux* s'éloigne du centre, la phase linéaire qui suit la courbure source augmente et l'énergie source sélectionnée est réduite. Le sous-faisceau correspondant s'éloigne du spéculaire, $\theta \sim 15 \text{ mrad}$, et perd de l'intensité $I/I_0 \simeq 0.7$.

Panneaux k, $x_0/d_f = 0.5$ Un *creux* du réseau est exactement centré sur le faisceau source ; sa phase linéaire est nulle et l'énergie source sélectionnée est maximale. Le sous-faisceau correspondant est exactement dans direction spéculaire et son intensité est le maximum de la trace, $I/I_0 \simeq 2.4$. Le sous-faisceau de faible intensité précédent perd encore en intensité, $I/I_0 \simeq 0.3$ et s'éloigne du centre $\theta \simeq 18 \text{ mrad}$. Symétriquement, un troisième sous-faisceau de même intensité apparaît $\theta \simeq -18 \text{ mrad}$.

Panneaux l, $x_0/d_f = 0.75$ C'est le symétrique des panneaux **j**. Le sous-faisceau de haute intensité est réduit et s'éloigne du spéculaire, $\theta \simeq 5 \text{ mrad}$. Le sous-faisceau de faible énergie disparaît en $\theta \simeq 20 \text{ mrad}$. Le troisième sous-faisceau augmente en intensité tout en se rapprochant de la direction spéculaire, $\theta \sim -15 \text{ mrad}$.

Panneau g, $x_0/d_f \in [0, 3]$ La trace ptychographique $I(\theta_x, x_0)$ résume ce comportement. De façon continue avec la variation de x_0 , à chaque période réseau un sous-faisceau apparaît autour de $\theta \simeq -20 \text{ mrad}$, son angle d'émission et son intensité augmentent jusqu'à la direction spéculaire, puis son angle d'émission augmente et son intensité diminue jusque sa disparition en $\theta \simeq 20 \text{ mrad}$. On nomme ce régime le *décalage angulaire linéaire* car le faisceau n'oscille pas autour de la direction spéculaire, au contraire son angle d'émission augmente linéairement avec x_0 sans jamais diminuer.

12.3.3 Encodage des informations sur les fonctions source et réseau dans les traces

Lors d'une reconstruction ptychographique réelle, seules les traces (panneaux **f** et **g**) sont connues. La simulation des traces, en sous-partie précédente, tout en connaissant les sources correspondantes, permet de comprendre comment l'information sur les fonctions sonde et objet est encodée.

Trace ROM, figure 12.5f

Fonction réseau g_{12} Les informations sur cette fonction réside dans le décalage angulaire du faisceau harmonique. Plus la profondeur réseau est élevée, plus ses pentes sont importantes, donc plus le décalage angulaire maximal du faisceau est grand ; ici $\pm 15 \text{ mrad}$.

Fonction source h_{12} La fonction réseau change la courbure source. Si celle-ci avait été nulle, le rayon de courbure avec l'ajout du réseau aurait été plus important à la fois pour $x_0/d_f = 0$ et 0.5 (et de sens opposé) ; ainsi le faisceau résultant aurait plus divergé dans les deux cas. Ici, le faisceau est soit moins divergent, panneaux **b**, soit plus divergent, panneaux **d**. On en déduit que la phase source n'est pas nulle, et que son signe est tel qu'elle est compensée pour $x_0/d_f = 0$, et augmentée pour $x_0/d_f = 0.5$. Sa valeur est encodée dans la variation de divergence. De surcroît, plus la taille de source est faible, moins la fonction réseau agit sur la fonction source.

Trace CWE, figure 12.5g

Fonction réseau g_{12} Les pentes de la fonction réseau sont déduites de la compensation de la courbure source. Ainsi la variation de divergence des sous-faisceaux suivant les différentes positions x_0 informe sur la profondeur du réseau.

Fonction source h_{12} La courbure de phase est donnée par les positions angulaires des sous-faisceaux. Si celle-ci avait été plus grande, les sous-parties source auraient eu des phases de pentes linéaires d'autant plus importantes et par conséquent des angles d'émission plus élevés. Le sens de cette courbure est déterminé par le sens de variation angulaire des sous-faisceaux avec x_0 ; ici l'angle augmente. Enfin, le nombre de sous-faisceaux générés est déterminé par le nombre de périodes réseau illuminées ; ce nombre nous informe donc de la taille de source.

12.3.4 Reconstructions ptychographiques

La figure 12.6 présente les traces et les fonctions source et réseau reconstruites à partir des traces simulées, figure 12.5f et g, pour les mécanismes ROM (panneaux **a** à **d**) et CWE (**e** à **h**). Elles sont issues de la moyenne de 20 reconstructions comme expliqué en sous-partie 12.1.2.

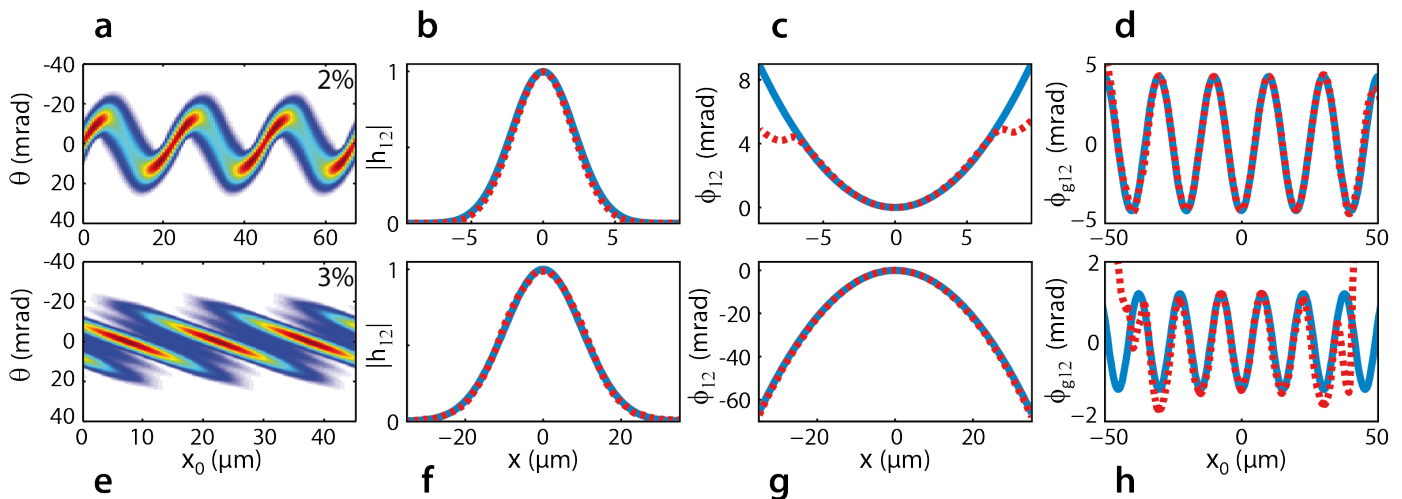


FIGURE 12.6: **Reconstructions des traces ptychographiques simulées** – **a/e** – Traces ptychographiques ROM et CWE reconstruites à partir de celles simulées en figure 12.5f et g ; avec les erreurs de reconstruction (2% et 3%). – Fonctions sources en amplitude $|h_{12}|$, panneaux **a** et **f**, phase ϕ_{12} , **c** et **g**, et fonctions réseaux en phase ϕ_{g12} , **d** et **h**, en trait plein, simulées dans le modèle de source pour créer les traces figure 12.5f et g, en trait pointillé, reconstruites par l'algorithme de ptychographie à partir de ces traces.

Les panneaux **a** et **e** présentent les traces reconstruites. L'erreur de reconstruction, définie en équation 12.3. Elle est très faible $Err \simeq 2 - 3\%$ pour les deux mécanismes.

Les panneaux **b**, **c**, et **d** (ou **f**, **g**, et **h**) présentent le champ de la fonction source $|h_{12}| \exp j\phi_{12}$, et la phase de la fonction réseau ϕ_{g12} . En traits pleins bleus, ce sont les fonctions utilisées dans le modèle pour créer les traces, figure 12.5 ; en traits pointillés rouges, ce sont les fonctions déduites des reconstructions par l'algorithme de ptychographie. On constate que les fonctions reconstruites sont parfaitement fidèles aux fonctions simulées. La phase spatiale source est mal définie si le module de la source est trop faible (panneau **c**). De même, la fonction réseau est mal définie pour un nombre de périodes dépassant celui de la trace.

Les ajustements au plus près des fonctions reconstruites par ptychographie par des fonctions gaussienne pour $|h_{12}|$, parabolique pour ϕ_{12} , ou sinusoïdale pour ϕ_{g12} , fournissent les propriétés des fonctions source et réseau $[w_{12}, R_{12}, \delta\phi_{12}]$ avec une très faible erreur ($< 1\%$) par rapport aux propriétés utilisées pour simuler les traces.

En conclusion, la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas semble s'adapter à une mesure ptychographique. Le modèle de source développé au chapitre précédent permet de comprendre comment les traces ROM et CWE sont formées, et de quelle façon l'information sur les fonctions source et réseau y est encodée. Ceci est confirmé par les reconstructions grâce à l'algorithme *HIO+ER* qui reproduisent parfaitement ces deux fonctions à partir des traces simulées. La section suivante discute les approximations faites grâce à des simulations PIC.

12.4 Simulations PIC de ptychographie de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

Comme expliqué en section 12.2, la mesure harmonique sur réseau plasma n'est pas un cas parfait de mesure ptychographique car les fonctions source et réseau ne sont vraisemblablement pas indépendantes de leur position relative x_0 . En effet, la fonction source (notamment l'efficacité de génération) dépend de la longueur de gradient locale $L(x)$, donc de x_0 . Or on a supposé que la fonction réseau est une porte de phase : ceci revient à supposer une efficacité de génération constante pour tout x_0 . Dans ce contexte, il est important de quantifier les variations de la fonction source le long du réseau, et de les comparer avec les reconstructions. Ceci est fait à l'aide de simulations PIC.

12.4.1 Simulations PIC

La création d'une trace ptychographique par simulations PIC nécessite ici environ 20 simulations pour des positions x_0 différentes (pour avoir un recouvrement suffisant du faisceau harmonique entre deux positions x_0 consécutives). Les simulations PIC sont illustrées en figure 8.5 page 103. Pour ne pas utiliser un trop grand nombre d'heures de calcul, le pas de maillage est augmenté ($\sim \lambda/250$). Chaque simulation représente environ 6000 heures et une trace environ $20 \times 6000 = 120000$ heures. En contre-partie, seuls les harmoniques jusqu'à l'ordre $n = 15$ environ sont résolus de façon satisfaisante. Il faut noter que si l'on voulait créer une trace bien résolue pour l'harmonique $n = 25$, plus de 500000 heures de calcul seraient nécessaires.

Les conditions laser sont optimisées pour le mécanisme ROM : $a_0 = 1.5$, $w_0 = 4\lambda$, $\tau_L = 20fs$, et $i = 45^\circ$. La densité réseau plasma est décrite par l'expression 8.11 page 102 où $L_m = \lambda/10$, $\delta L = 20\%L_m$, et la période spatiale est de $d_f = 20\mu m$. Ces conditions sont très proches de celles de l'expérience. 20 simulations sont réalisées en faisant varier $x_0 = p \cdot 1\mu m$ avec $p \in [0, 19]$.

Pour l'harmonique d'ordre $n = 12$, la figure 12.7 présente les profils angulaires d'intensité

$I_{12}(\theta, x_0)$, panneau **a**, et les amplitudes source $|h_{12}(x)|$, panneaux **b**, en fonction des positions x_0 , déduits de la sonde de simulation PIC (voir figure 6.1).

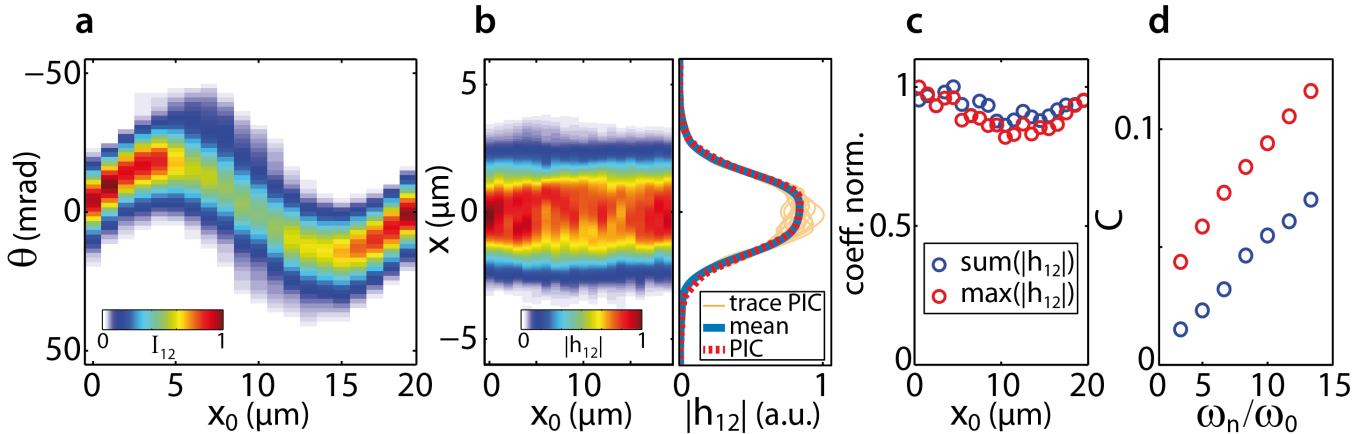


FIGURE 12.7: **Trace ptychographique PIC et variation des sources en fonction de la position x_0** – **a** – Trace ptychographique $I_{12}(\theta, x_0)$ de l’harmonique d’ordre $n = 12$ obtenue par 20 simulations PIC en régime relativiste sur un réseau plasma de période spatiale $d_f = 20\mu m$. – **b** – Amplitude des sources $|h_{12}(x)|$ pour chaque simulation PIC en fonction de x_0 à gauche, toutes les sources superposées en traits pleins oranges à droite. Moyenne du module de toutes ces sources en trait plein bleu. En trait pointillé rouge, la source obtenue par une simulation PIC sur gradient lisse dans les mêmes conditions moyennes $[a_0, L_m, \delta L = 0]$. – **c** – Illustration de la modulation d’amplitude par le maximum, ou l’intégrale normalisée, de l’amplitude source $|h_{12}(x)|$ en fonction de la position x_0 le long du réseau. – **d** – Contraste de modulation d’amplitude relevé sur le graphe du panneau **c** par $C = (1 - \min)/(1 + \min)$, pour tous les ordres harmoniques résolus par les simulations PIC.

12.4.2 Trace et sources PIC

Le panneau 12.7a représente la trace ptychographique ROM $I_{12}(\theta, x_0)$ de l’harmonique d’ordre $n = 12$ obtenue par simulation PIC. Elle a exactement le comportement prédit par le modèle de source, simulé en figure 12.5f.

Les panneaux **b** présentent les amplitudes des sources $|h_{12}(x, x_0)|$ dans le plan focal, normalisées par le maximum de toutes les amplitudes, en fonction de x_0 à gauche, et superposées en traits pleins oranges à droite. On constate que les sources varient peu en largeur, mais que le maximum d’amplitude est modifié : ceci représente une efficacité de génération qui varie avec la longueur de gradient $L(x_0)$.

Sur le panneau de droite, la moyenne des sources sur x_0 , $\langle |h_{12}(x)| \rangle_{x_0}$, est présentée en trait plein bleu. En trait pointillé rouge, y est superposée la source $|h_{12}(x)|$ déduite d’une 21^{ème} simulation PIC dans les mêmes conditions de gradient moyen $L_m = \lambda/10$ mais sans réseau plasma $\delta L = 0$. On constate que la moyenne sur x_0 des sources générées sur réseau plasma est égale à la source générée sur gradient lisse dans les mêmes conditions moyennes, avec une erreur inférieure à 2%.

Pour évaluer les variations de la source avec x_0 , sur le panneau **c** sont tracés les maxima et les intégrales normalisées des amplitudes source en fonction de x_0 . On en déduit des contrastes de modulation d’amplitude de $C_{12} = 6\%$ et 11% sur les intégrales ou les maxima, par l’expression :

$$C = \frac{1 - \min}{1 + \min} \quad (12.6)$$

Cette étude du contraste de modulation d'amplitude est réalisée pour tous les ordres harmoniques résolus. Les contrastes C_n obtenus sont présentés au panneau **d** en fonction de l'ordre n , en rouge sur les maxima, en bleu sur les intégrales. Leurs valeurs restent faibles $\lesssim 10\%$, ce qui signifie que la modulation d'amplitude source le long du réseau est modérée.

12.4.3 Reconstruction des traces PIC

Les figures 12.8a et b présentent pour l'harmonique d'ordre $n = 12$ la trace ptychographique PIC et sa reconstruction par l'algorithme *HIO+ER*, moyennée sur 20 reconstructions.

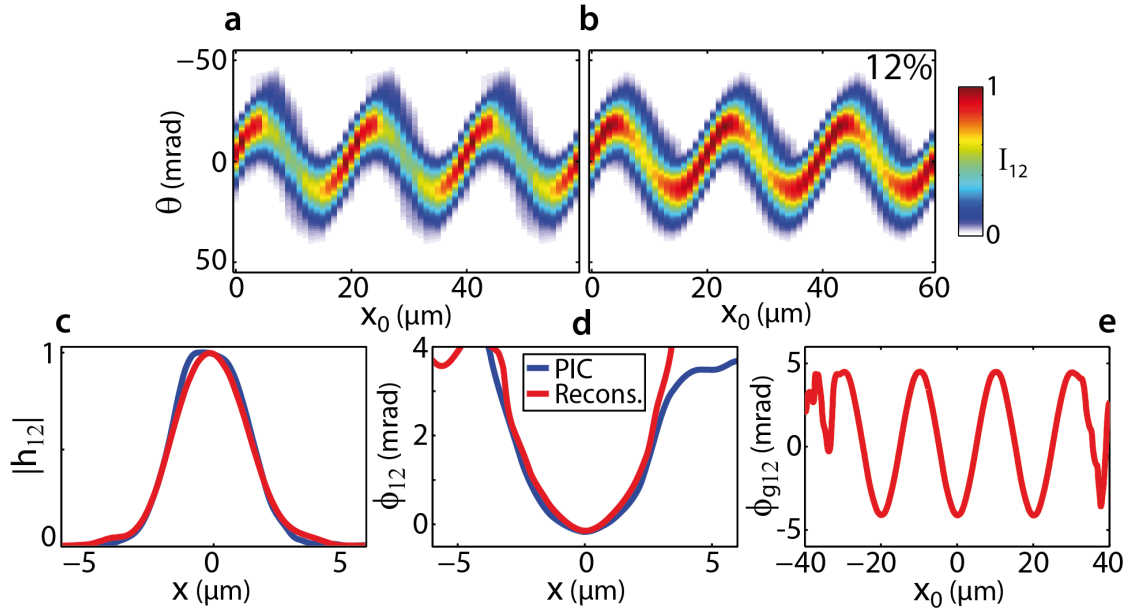


FIGURE 12.8: **Trace ptychographique PIC reconstruite** – **a** – Trace ptychographique PIC de la figure 12.7a. – **b** – Trace reconstruite par l'algorithme *HIO+ER*, et erreur de reconstruction en haut à droite. – En trait rouge, fonction source reconstruite en module $|h_{12}(x)|$ – **c** –, en phase $\phi_{12}(x)$ – **d** –, comparée, en trait bleu, à la fonction source obtenue par une simulation PIC sur gradient lisse pour les mêmes conditions moyennes $[a_0, L_m, \delta L = 0]$ que pour obtenir la trace PIC du panneau **a**. – **e** – Fonction réseau en phase reconstruite ϕ_{g12} .

L'algorithme de ptychographie reproduit la trace fidèlement : l'erreur de reconstruction, définie en équation 12.3, est de 12%. Cette erreur est plus élevée que précédemment (voir figure 12.6) du fait de la non prise en compte de la modulation d'amplitude sur les fonctions reconstruites. Le contraste sur les maxima le long du réseau l'illustrent ; il passe de $C_{\text{PIC}} = 33\%$ pour la trace PIC à $C_{\text{recons}} = 25\%$ pour la trace reconstruite (où la fonction réseau est supposée en porte de phase).

La fonction source reconstruite dans le plan focal est présentée en trait rouge aux panneaux **c**, en amplitude $|h_{12}|$, **d**, en phase ϕ_{12} . En trait bleu est superposée le champ source déduit d'une simulation PIC sur gradient lisse dans les mêmes conditions moyennes. L'écart entre ces deux sources est assez faible, moins de 5% sur les amplitudes. La taille de source des reconstructions est légèrement sous-évaluée, et la courbure de phase légèrement sur-évaluée.

La fonction réseau dans le plan focal est tracée en phase ϕ_{g12} au panneau **e**. Elle est sinusoïdale. Sa profondeur est $\delta\phi_{12} \simeq 8\text{rad}$. C'est la *surface effective réseau* en phase, comme définie en sous-partie 11.2.2. En supposant que cette surface est identique à la *surface effective de réflexion du laser* définie en section 8.2, on peut déduire la profondeur du réseau plasma δL par l'expression 8.13 page 102. Sachant que $n_0 = 40n_c$ (condition de la simulation), et en considérant la *densité effective de réflexion* $n_r = 4n_c$ pour $a_0 = 1.5$ (déduite des simulations

PIC figure 8.10), on obtient $\delta L/L_m \simeq 18\%$. Ce résultat est proche des 20% entrés dans la simulation PIC.

En conclusion, même si la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas n'est pas formellement une mesure ptychographique (du fait de la dépendance de la fonction source h_n avec la position x_0) elle en reste assez proche pour les conditions expérimentales considérées. Les simulations PIC montrent une modulation d'amplitude, négligée lors des reconstructions, assez faible $\sim 10\%$.

La fonction source reconstruite à partir d'une trace mesurée avec des conditions d'interaction $[a_0, L_m, \delta L]$ est très proche de la source harmonique sur gradient lisse dans les mêmes conditions moyennes $[a_0, L_m, \delta L = 0]$ (erreur inférieure à 5%).

12.5 Métrologie de génération harmonique par ptychographie

Dans cette section, plusieurs traces ptychographiques pour différentes conditions d'interaction sont créées par simulations PIC. Leurs reconstructions permet de déduire les propriétés de la source harmonique et du réseau plasma pour chaque condition. Ainsi, cela revient à réaliser une métrologie de la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas.

Ces simulations permettent également d'évaluer les limites de l'adaptation de la mesure ptychographique au cas de la génération harmonique sur réseaux plasma : c'est-à-dire quand les reconstructions ne sont plus fidèles aux fonctions sonde et objet car celles-ci sont trop dépendantes de leur position relative x_0 .

12.5.1 Conditions de simulations

Chaque trace ptychographique est obtenue par 20 simulations PIC pour des positions x_0/d_f croissantes. Pour ne pas utiliser un trop grand nombre d'heures de calcul le maillage de simulation est augmenté par rapport aux simulations réalisées en section précédente. Chaque trace obtenue représente environ 20000 heures de calcul. Par conséquent, l'étude se fait sur un ordre harmonique plus faible, ici $n = 5$.

La figure 12.9 présente, de gauche à droite, cinq traces PIC $I_5(\theta, x_0)$, dans un régime relativiste, pour des conditions moyennes d'interaction différentes ; leurs reconstructions par l'algorithme de ptychographie avec l'erreur de reconstruction en haut à droite ; la source harmonique $h_5(x)$ dans le plan focal en amplitude et phase obtenue par les reconstructions en rouge, conditions PIC $[a_0, L_m, \delta L]$, et par une 21^{ème} simulation PIC sans réseau dans les mêmes conditions moyennes $[a_0, L_m, \delta L = 0]$ en bleu ; enfin la fonction réseau reconstruite.

Pour toutes les simulations, la profondeur du réseau plasma en unité de longueur moyenne de gradient est identique : $\delta L/L_m = 20\%$. La période spatiale réseau est $d_f = 20\mu m$, et le waist laser est $w_0 = 4\lambda$. Les différentes conditions moyennes sont énumérées en table 12.1 pour les panneaux **a** à **e**.

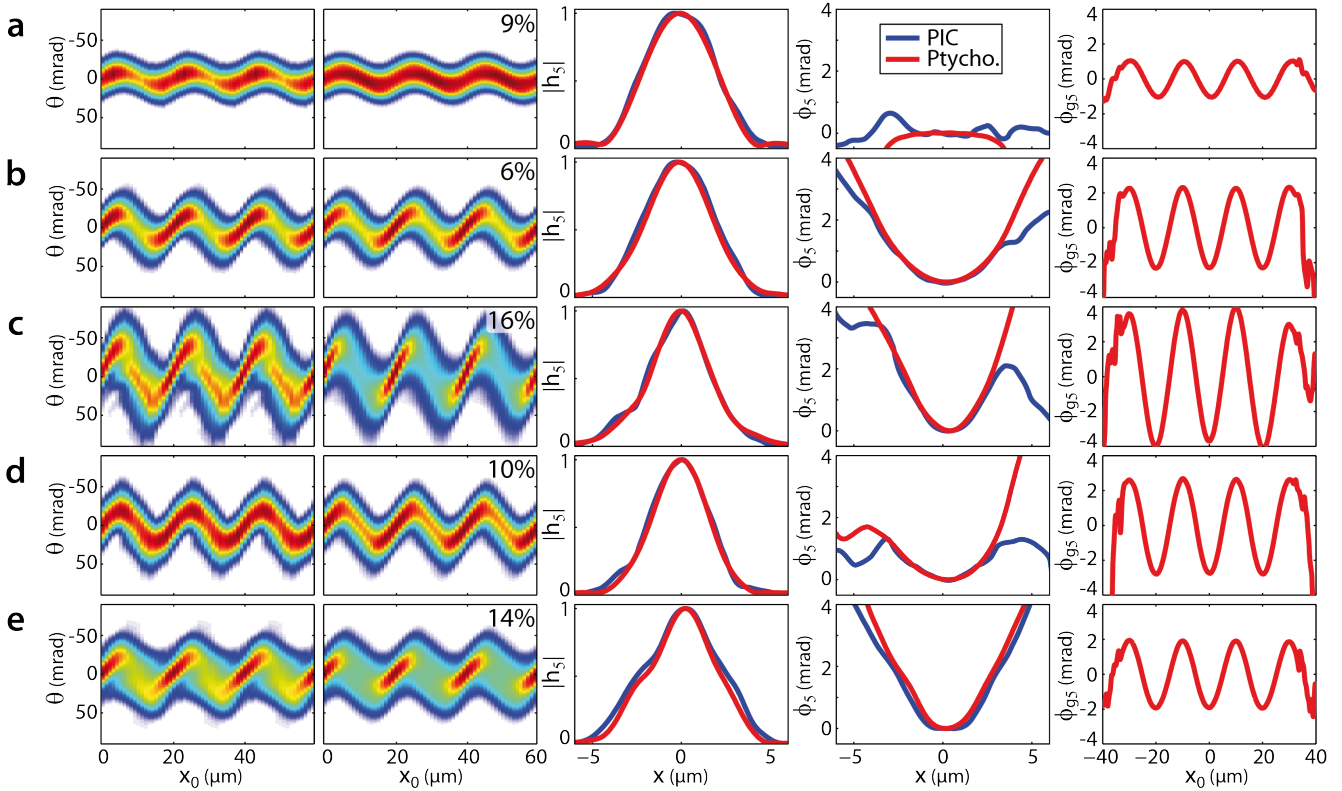


FIGURE 12.9: Principe, illustré par simulations PIC, de métrologie de génération d'harmoniques par ptychographie – Pour l'harmonique d'ordre $n = 5$. – 1^{ère} colonne – trace PIC obtenue dans des conditions $[a_0, L_m, \delta L]$ – 2^{ème} colonne – Trace reconstruite – 3^{ème} et 4^{ème} colonnes – En rouge, fonction source reconstruite en amplitude et en phase; en bleu, fonction source issue d'une simulation PIC sur gradient lisse dans les mêmes conditions moyennes d'interaction $[a_0, L_m, \delta L = 0]$. – 5^{ème} colonne – Fonction réseau reconstruite. – Panneaux a à e, différentes conditions moyennes d'interaction $[a_0, L_m]$ énumérées en table 12.1.

12.5.2 Principe de la métrologie de génération d'harmoniques par ptychographie sur réseaux plasmas

Variation de la longueur moyenne de gradient L_m

Les traces et reconstructions pour un même éclairciment et une longueur moyenne de gradient croissante sont présentées aux panneaux a, b, et c.

Traces PIC Sur les panneaux de gauche, les traces oscillent autour de la direction spéculaire avec des amplitudes angulaires $\Delta\theta$ de plus en plus élevées avec L_m ($\Delta\theta_{\lambda/20} \simeq 20\text{mrad}$, $\Delta\theta_{\lambda/10} \simeq 40\text{mrad}$, et $\Delta\theta_{\lambda/5} \simeq 80\text{mrad}$), car δL est proportionnel à L_m .

Traces reconstruites Sur les panneaux de la deuxième colonne, les deux premières traces reconstruites (a et b) sont proches de celles PIC, avec des erreurs de reconstructions inférieures à $Err < 10\%$. Cependant, pour la plus grande longueur de gradient (panneau c), l'erreur de reconstruction croît significativement $Err \simeq 16\%$. En effet, l'efficacité de génération le long du réseau varie d'autant plus que la différence entre L_{min} et L_{max} est élevée. Cet effet n'étant pas pris en compte lors de la reconstruction (fonction réseau en porte de phase), il est logique que l'erreur de reconstruction augmente si le réseau plasma a une profondeur plus importante.

Figure 12.9, panneaux	a_0	L_m
a	1.5	$\lambda/20$
b	1.5	$\lambda/10$
c	1.5	$\lambda/6$
d	0.8	$\lambda/10$
e	3	$\lambda/10$

TABLE 12.1: **Conditions moyennes d'interaction des simulations PIC** – Liste des conditions moyennes d'interaction $[a_0, L_m]$ des simulations PIC réalisées pour construire des traces ptychographiques de la figure 12.9.

Amplitudes source $|h_5(x)|$ Sur les courbes bleues, simulations PIC sans réseau plasma, de la troisième colonne, on constate que la taille de source diminue avec la longueur de gradient. Les reconstructions ptychographiques reproduisent parfaitement les sources dans des conditions moyennes d'interaction : elles mesurent cet effet.

Phases source $\phi_5(x)$ Quatrième colonne, plus la longueur de gradient est élevée, plus la phase spatiale est courbée ; ceci est dû au fait que l'enfoncement est plus important à longs gradients. Les reconstructions reproduisent fidèlement la phase harmonique dans des conditions moyennes sauf si celle-ci est trop faible, panneau **a**.

Fonction réseau $\phi_{g5}(x)$ Dernière colonne, la profondeur de la fonction réseau augmente avec la longueur moyenne de gradient car $\delta L \propto L_m$.

Variation de l'éclairement a_0

Les traces et reconstructions pour une même longueur moyenne de gradient et un éclairement croissant sont présentées respectivement aux panneaux **d**, **b**, et **e**.

Traces PIC Première colonne, le contraste sur les maxima pour les différentes positions x_0 augmente avec l'éclairement. Le champ source harmonique varie d'autant plus le long du réseau que l'éclairement est élevé. En d'autre terme, plus l'éclairement est faible, plus la mesure est proche d'une véritable mesure ptychographique (où les fonctions sonde et objet sont indépendantes).

Traces reconstruites Deuxième colonne, cet effet se répercute directement sur les reconstructions avec une erreur de reconstruction raisonnable $Err < 10\%$ à faible éclairement mais qui augmente avec celui-ci $Err \simeq 14\%$ pour $a_0 = 3$.

Amplitudes source $|h_5(x)|$ Troisième colonne, l'efficacité de génération, donc la taille de source, augmente avec l'éclairement. Les reconstructions reproduisent ce phénomène. En revanche il faut noter un certain écart à très fort a_0 : la reconstruction sous-estime la taille de la source pour ces conditions moyennes d'interaction, la dépendance de la fonction source avec la position relative x_0 n'est plus négligeable.

Phases source $\phi_5(x)$ Quatrième colonne, l'enfoncement, donc la courbure de phase, augmente avec l'éclairement. Les reconstructions reproduisent bien les phases source dans des conditions moyennes d'interaction sauf à fort a_0 où la courbure est légèrement sur-estimée.

Fonction réseau $\phi_{g5}(x)$ Dernière colonne, la profondeur de la fonction réseau diminue avec l'éclairement. On retrouve le fait que l'enfoncement a tendance à lisser le réseau, voir section 8.2.5.

Résumé

La fonction source varie en module et en phase avec les paramètres d'interaction $[a_0, L_m]$. L'ajout d'une structure $\delta L \neq 0$ permet de mesurer la source spatialement par ptychographie pour ces conditions moyennes. Un ensemble de mesures ptychographiques mesure alors les variations des propriétés de génération d'harmoniques sur cibles solides.

Il faut cependant noter les limites de l'adaptation de ce schéma de mesure à notre système : pour certaines conditions d'interaction, la dépendance de la fonction source avec sa position sur le réseau plasma produit un léger écart entre les champs sources reconstruits et ceux sortis des simulations PIC. Ces conditions limites sont pour de très longs gradients, figure 12.9c, et de très forts éclaircissements, panneaux e.

Conclusion

Le schéma de mesure ptychographique peut être transposé à la génération d'harmoniques d'ordre élevé sur réseaux plasmas. Les fonctions sonde et objet sont alors le champ source harmonique dans le plan focal et l'effet du réseau plasma sur la phase de celui-ci.

Le modèle de source harmonique développé au chapitre précédent permet de valider le principe de la mesure et de tester les algorithmes de reconstruction. Formellement, les fonctions source et réseau ne sont pas totalement indépendantes de leur position relative comme cela est nécessaire pour une mesure ptychographique. Cette effet est évalué par simulations PIC, il reste modéré. On en conclut qu'une mesure ptychographique sur réseau plasma, dans les conditions $[a_0, L_m, \delta L]$, permet la reconstruction à la fois de la fonction réseau et de la fonction source générée sur miroir plasma dans les mêmes conditions moyennes d'interaction, gradient lisse $[a_0, L_m, \delta L = 0]$.

Réalisées dans différentes conditions d'interaction, ces mesures fournissent alors un véritable outil de métrologie de l'interaction laser-plasma.

On peut remarquer que la ptychographie 1D comme elle est réalisée ici est l'équivalent spatial des mesures temporelles d'impulsions attosecondes uniques réalisées par la méthode de la caméra à balayage attoseconde [13, 12]. Les algorithmes de reconstruction de phase similaires ont été développés tels que le Blind-FROG ou PCGPA.

Chapitre 13

Mesures ptychographiques expérimentales de génération d'harmoniques sur réseaux plasmas

Ce chapitre présente l'adaptation du dispositif expérimental à une mesure ptychographique. La mesure spatiale des champs sources est réalisée pour les deux mécanismes. On en déduit les propriétés spatiales, taille de source w_n et rayon de courbure de phase $R_{\phi n}$, des sources pour chaque ordre harmonique n dans différentes conditions d'interaction. Ces mesures permettent de valider les modèles de dynamiques électronique et ionique au cours de l'interaction présentés aux chapitres 2 et 3.

13.1 Mesure ptychographique expérimentale de génération harmonique sur réseaux plasmas

13.1.1 Dispositif expérimental

Adaptation à la mesure ptychographique

Pour réaliser une mesure ptychographique de la génération d'harmoniques sur réseaux plasmas, il faut mesurer le profil angulaire $I_n(k_x, x_0)$ (voir expression 12.5) pour différentes positions x_0 du faisceau laser sur le réseau plasma. Chaque tir expérimental fournit les profils de tous les ordres harmoniques pour une unique position x_0 . Pour un harmonique d'ordre n donné, l'ensemble de ces profils constitue une trace ptychographique. Ainsi, N tirs expérimentaux dans les mêmes conditions d'interaction (avec différents x_0) permettent de déduire les traces ptychographiques de tous les ordres harmoniques.

Expérimentalement, on ne contrôle pas la position x_0 entre chaque tir car la position des franges d'interférence au sein de la tache focale pré-impulsion est aléatoire, voir section 9.3. Il est donc nécessaire de la mesurer. Pour cela, le dispositif expérimental présenté en figure 9.1 est complété par un diagnostic de tache focale à haute intensité, voir figure 13.1. Ce diagnostic permet de connaître la position relative de la tache focale de l'impulsion principale sur les franges d'interférence pré-impulsion au foyer. On peut alors *a posteriori* trier les profils angulaires harmoniques en fonction de x_0 .

Le miroir métallique $M2$ est remplacé par un miroir diélectrique de coefficient de réflexion supérieur à 99.9%. À l'arrière, une fuite du faisceau $< 0.1\%$ permet, à l'aide d'une lentille,

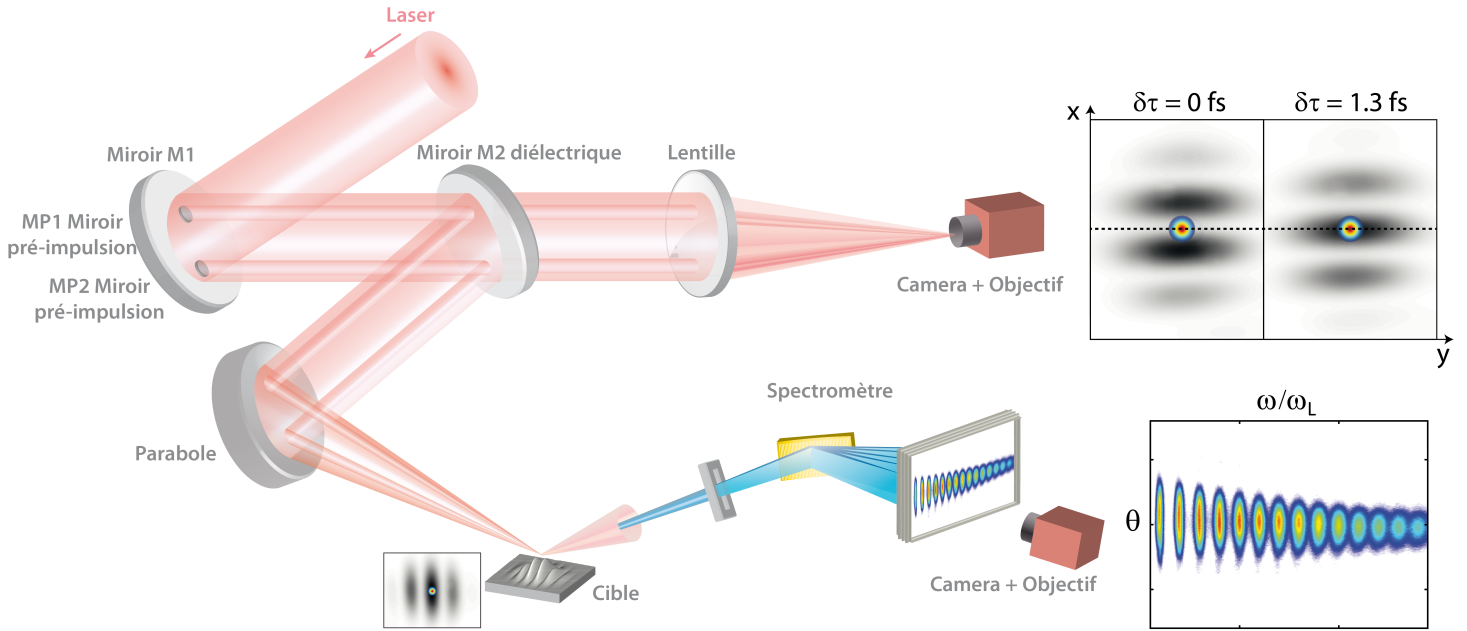


FIGURE 13.1: **Schéma expérimental de mesure ptychographique d'harmoniques générés sur réseaux plasmas** – Même schéma expérimental qu'en figure 8.11 complété par un diagnostic de tache focale. Le miroir M2 diélectrique transmet 0.1% du faisceau laser. Une lentille le focalise et une caméra CCD image le plan focal, identique au foyer d'interaction. En haut à droite, en nuance de gris, deux taches focales pré-impulsionnelles consécutives où $x_0/d_f = 0$ et 0.5.

d'imager le plan focal. À titre d'exemple, sont présentées en nuance de gris sur la figure, deux taches focales pré-impulsionnelles consécutives ; à gauche $\delta\tau = 0$ soit $x_0/d_f = 0$, à droite $\delta\tau = T_L/2$ soit $x_0/d_f = 0.5$.

Pour chaque tir expérimental, deux images sont obtenues : le profil angulaire du faisceau harmonique résolu spectralement et l'image de la tache focale. Cette seconde permet *a posteriori* de ré-ordonner avec x_0 les profils angulaires de la première.

Il faut noter qu'une telle mesure est rendue possible car le réseau plasma est créé de manière optique ; l'utilisation d'un réseau pré-gravé aurait rendu l'expérience très difficile à cause des fluctuations de pointé du laser. De plus, l'utilisation de réseaux plasmas de larges périodes spatiales d_f permet de mesurer avec plus de précision x_0 en unité de d_f .

Conditions de mesure

Les conditions d'interaction pour les deux mécanismes sont rappelées en table 13.1.

Mécanisme	a_0	w_0 (μm)	d_f (μm)	L_m	$\delta L/L_m$
CWE	0.25	14.5	14.3	$\lambda/40 = 20nm$	40%
ROM	1.7	6.2	22	$\lambda/10 = 80nm$	40%

TABLE 13.1: **Conditions d'interaction pour les mesures ptychographiques.**

Pour la mesure ptychographique, on réalise plus d'une centaine de tirs expérimentaux dans les mêmes conditions de contrôle de l'interaction. La figure 13.2 présente les profils angulaires de l'harmonique d'ordre $n = 12$ pour plus de cent tirs consécutifs dans le régime relativiste.

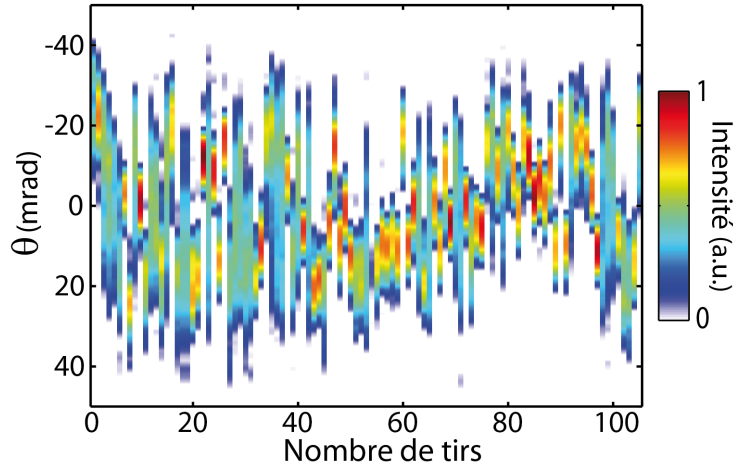


FIGURE 13.2: **Tirs expérimentaux consécutifs** – Plus de cent profils angulaires de l’harmonique d’ordre $n = 12$ mesurés consécutivement pendant l’expérience en régime relativiste.

13.1.2 Mesures expérimentales

Comportement des différents mécanismes de génération

Les figures 13.3 et 13.4 présentent chacune quatre profils angulaires des faisceaux harmoniques générés sur réseaux plasmas dans des conditions respectivement relativistes et non relativistes pour des positions relatives x_0 de l’impulsion principale par rapport aux franges pré-impulsion de $x_0/d_f = [0, 0.25, 0.5, 0.75]$. En haut, les profils angulaires de l’harmonique d’ordre $n = 12$ sont tracés. En bas, la position x_0 de la source harmonique sur le réseau plasma est schématisée.

On constate des comportements tout-à-fait similaires à ceux obtenus grâce au modèle de source en section 12.3. Les panneaux **a**, **b**, **c**, et **d** de ces deux figures correspondent à ceux de la figure 12.5 : pour le régime relativiste **b**, **c**, **d**, et **e**, et pour le régime non relativiste **k**, **l**, **i**, et **j**.

Tirs ré-ordonnés : traces ptychographiques expérimentales

Sur les figures 13.3 et 13.4 on peut isoler les profils angulaires de tous les harmoniques résolus et les tracer ordonnés en fonction de x_0 . On obtient alors des traces expérimentales $I_n(\theta, x_0)$. Elles sont illustrées pour les deux mécanismes de génération en figure 13.5. Les panneaux **rn** et **cn** présentent respectivement les traces ptychographiques de l’harmonique d’ordre n pour les mécanismes ROM et CWE.

Malgré le bruit de mesure et les fluctuations tirs à tirs, ces traces sont très proches de celles attendues, déduites du modèle de source, présentées pour l’harmonique d’ordre $n = 12$ en figures 12.5**f** et **g**.

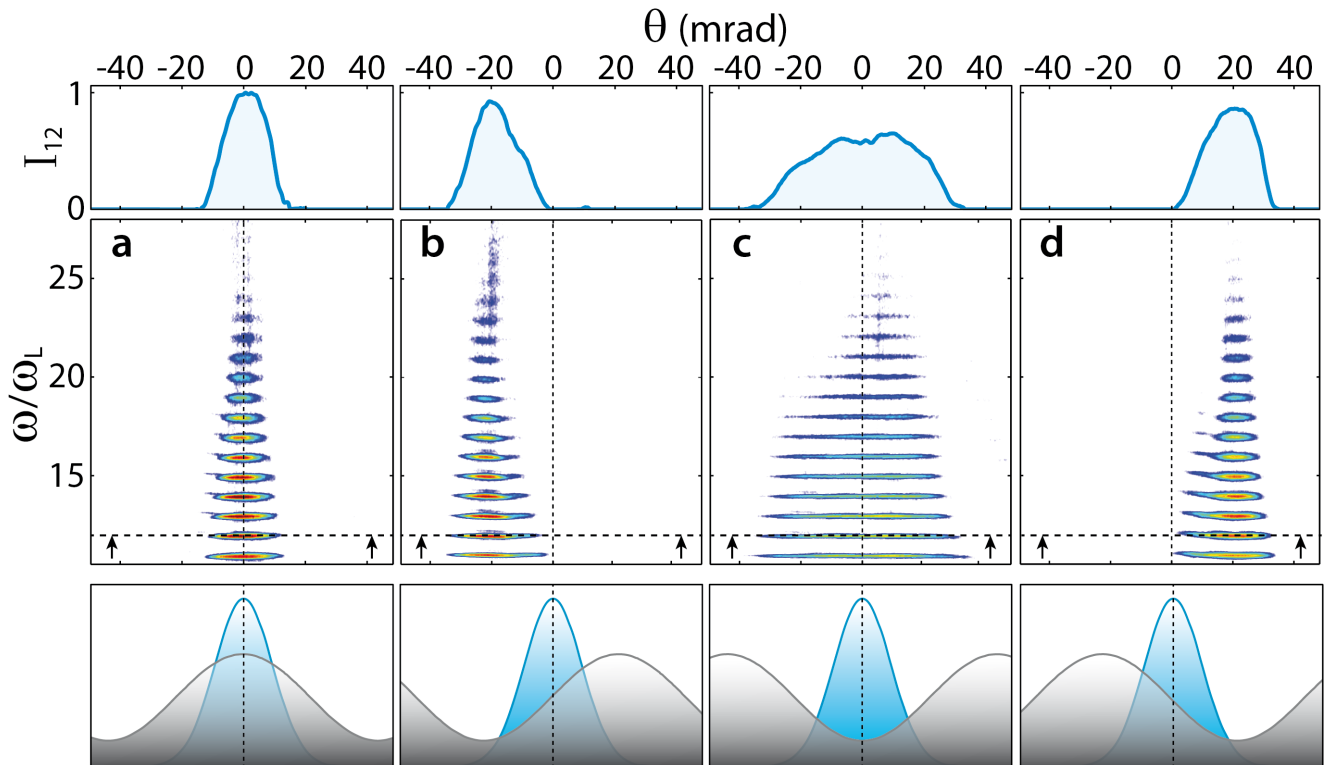


FIGURE 13.3: **Ré-ordonnancement des tirs expérimentaux en régime relativiste** – Quatre profils angulaires des faisceaux harmoniques générés sur réseaux plasmas en régime relativiste. En haut, profils angulaires de l'harmonique d'ordre $n = 12$. En bas, schématisation de la position x_0 de la source sur le réseau plasma. Les positions relatives pour les panneaux a à d sont respectivement $x_0 = [0, 0.25, 0.5, 0.75]$.

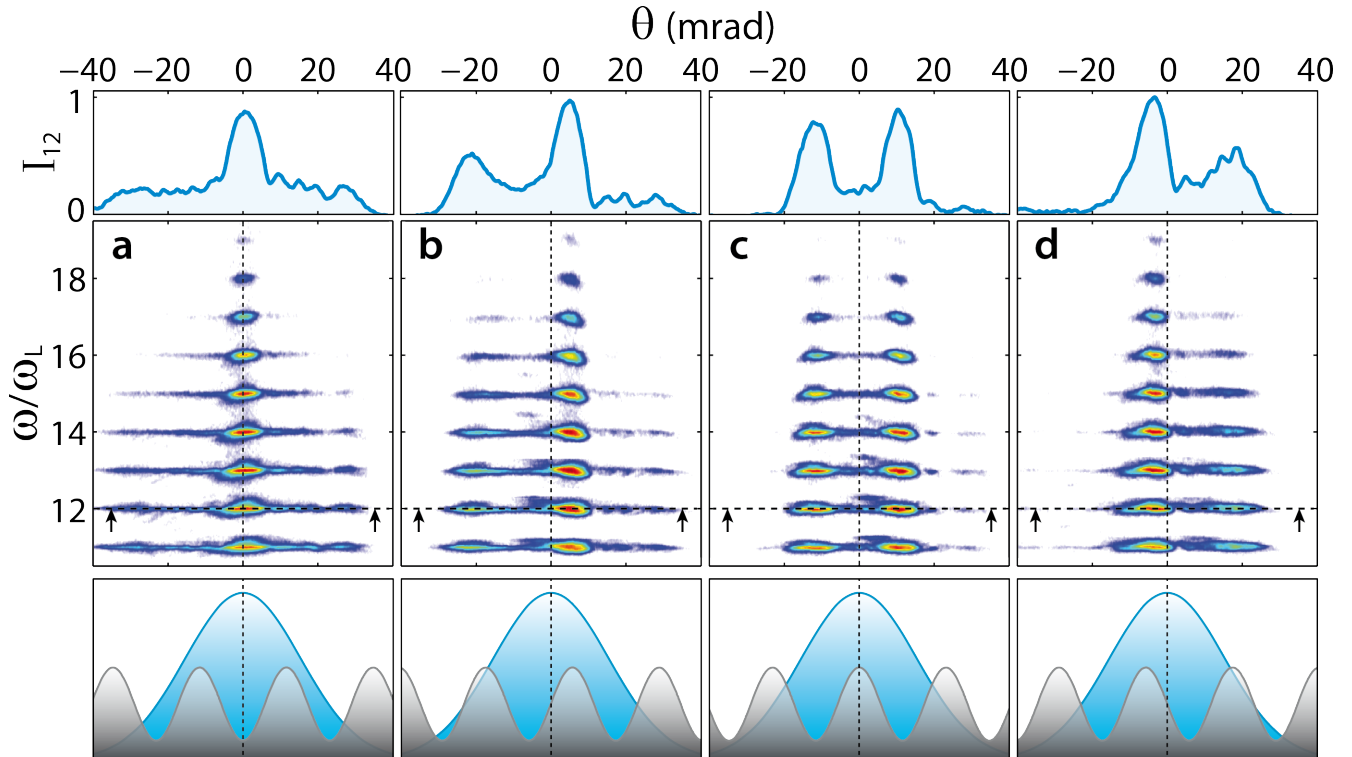


FIGURE 13.4: **Ré-ordonnancement des tirs expérimentaux en régime non relativiste** – Idem que figure 13.3.

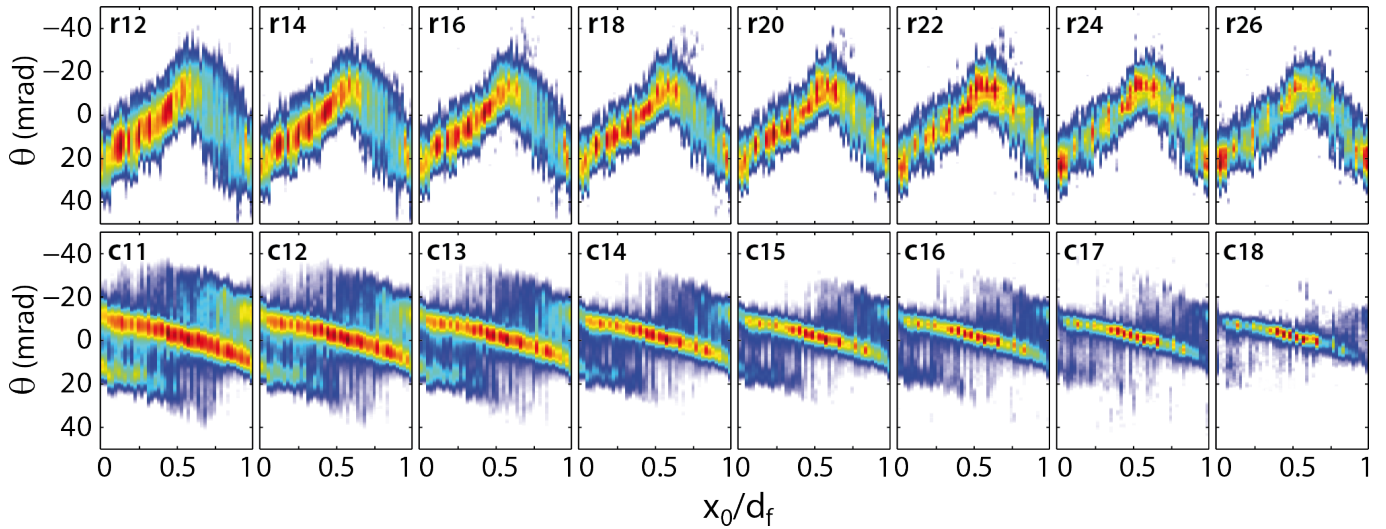


FIGURE 13.5: **Traces ptychographiques expérimentales** – Traces ptychographiques expérimentales $I_n(\theta, x_0)$ pour les harmoniques d'ordre $n = 12$ à 26 ROM en haut, panneaux **rn**, et $n = 11$ à 18 CWE en bas, panneaux **cn**.

13.1.3 Reconstructions des traces ptychographiques expérimentales

Les traces expérimentales illustrées en figure 13.5 sont concaténées afin de simuler les traces sur plusieurs périodes réseaux. Cela ne change pas les reconstructions mais rend l'analyse de la fonction réseau plus simple car bien résolue sur plusieurs périodes.

Chaque reconstruction est la moyenne de 20 reconstructions *HIO+ER* : l'erreur en fonction du pas d'itération a été présentée en figure 12.4. En annexe D.2, la figure D.1 illustre les fonctions source et réseau de toutes les reconstructions, ainsi que leur moyenne, à partir des traces ptychographiques expérimentales ROM et CWE de l'ordre harmonique $n = 12$.

De chaque trace reconstruite, on déduit les fonctions source et réseau pour tous les ordres harmoniques. Les reconstructions des traces ROM et CWE ainsi que des fonctions source et réseau sont présentées pour différents ordres harmoniques aux figures 13.6 et 13.7.

Les double-panneaux **rn** et **cn** présentent, en haut les traces ptychographiques expérimentales de l'harmonique d'ordre n pour les deux mécanismes, et en bas les traces reconstruites avec l'erreur de reconstruction définie en équation 12.3. Ces erreurs sont situées autour de $Err \simeq 20 - 30\%$. Elles sont du même ordre que celles obtenues classiquement en ptychographie standard sur des mesures expérimentales [113]. Les panneaux du bas présentent les fonctions source (en amplitude et en phase) et réseau (en phase) dans le plan focal pour différents ordres harmoniques.

Ces résultats constituent les premières mesures spatiales des champs source des harmoniques d'ordre élevé générés sur cibles solides. Ils font l'objet d'une publication [115].

13.1.4 Propriétés des sources harmoniques

Tailles de source w_n

En figures 13.6a et 13.7a, on constate que les amplitudes source $|h_n(x)|$, en traits pleins, sont proches de fonctions gaussiennes. Pour chaque ordre harmonique, on déduit la taille de source expérimentale w_n du meilleur ajustement par une fonction gaussienne des amplitudes source.

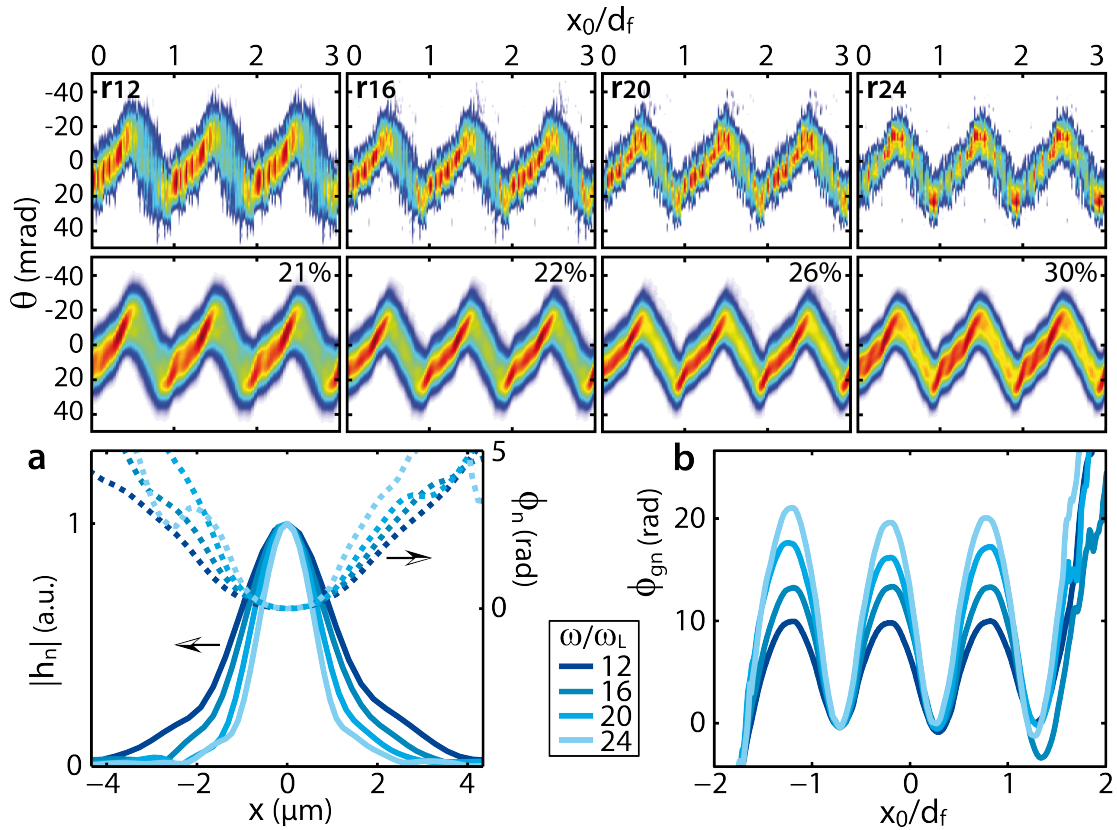


FIGURE 13.6: **Reconstructions des traces ptychographiques expérimentales en régime relativiste** – Pour les harmoniques ROM d’ordre $n = [12, 16, 20, 24]$ – **rn** – Traces ptychographiques expérimentales en haut, reconstruites en bas, avec l’erreur de reconstruction. – **a** – Fonctions sources reconstruites $h_n(x)$ en amplitude et en phase dans le plan focal. – **b** – Fonctions réseaux ϕ_{gn} reconstruites en phase.

Ces tailles de sources, normalisées en waist laser, sont tracées en fonction de l’ordre harmonique n figures 13.8a et d pour les mécanismes ROM et CWE. Les tendances sont tout à fait différentes pour les deux mécanismes.

Pour le mécanisme ROM, la taille de source décroît progressivement avec n de $w_{11}/w_0 \simeq 30\%$ à $w_{26}/w_0 \simeq 15\%$. Ceci confirme le comportement observé grâce au modèle de source en figure 11.4d page 139. De plus, les ordres de grandeur obtenus sont en très bon accord avec ceux déduits de la simulation PIC de la section 6.2 : les tailles de source PIC $[w_n/w_0]_{\text{PIC}}$ de la figure 6.3 page 81 sont superposées en ronds noirs figure 13.8a.

Pour le mécanisme CWE, la taille de source forme un plateau $w_{11-17}/w_0 \simeq 70-80\%$ puis décroît brutalement comme un effet de seuil $w_{18}/w_0 \simeq 50\%$. Ce plateau sur les premiers ordres avait été observé en figure 11.4a. Les valeurs sont ici plus faibles, tout comme pour le mécanisme ROM.

On peut vérifier *a posteriori* que la condition de redondance pour la reconstruction ptychographique est vérifiée. La plus petite taille de source est pour l’ordre $n = 26$ pour le mécanisme ROM, $w_{26} \simeq 1\mu\text{m}$. Le pas d’échantillonnage de la position x_0 est pour une centaine de tirs expérimentaux $\delta x_0 \simeq d_f/100 = 0.22\mu\text{m}$. Donc la plus petite variation spatiale de la fonction source est bien résolue : $w_{26} \gg \delta x_0$.

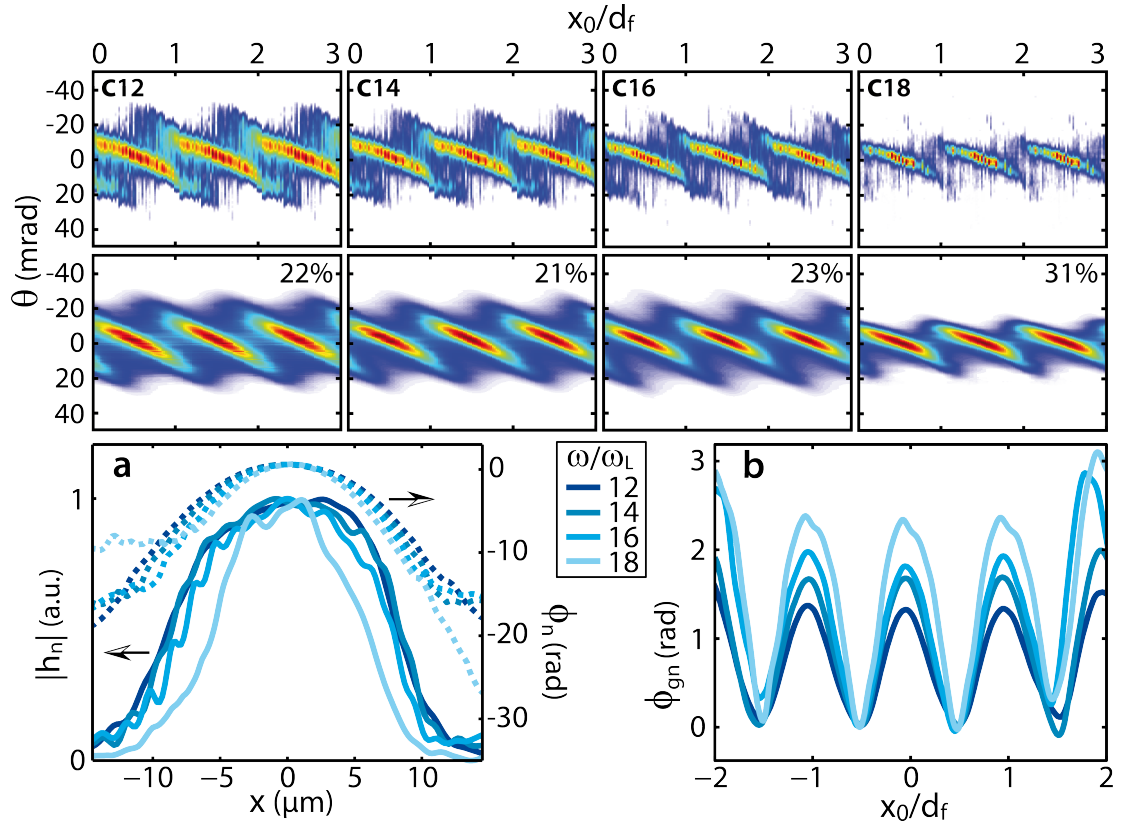


FIGURE 13.7: **Reconstructions des traces ptychographiques expérimentales en régime non relativiste** – Pour les harmoniques CWE d’ordre $n = [12, 14, 16, 18]$ – **cn/a/b** – Idem que figure 13.6.

Rayons de courbure R_{ϕ_n}

En figures 13.6a et 13.7a, les phases spatiales harmoniques ϕ_n , en traits pointillés, sont de forme parabolique. On peut remarquer que les courbures ont des signes opposés entre les deux mécanismes, comme prédit par les modèles de génération. On ajuste ces phases au plus près par une parabole (voir équations 2.7 et 3.10) telle que :

$$\phi_n(x) = x^2/2R_{\phi_n} \quad (13.1)$$

On en déduit ainsi les rayons de courbure, en $\mu\text{m}^2/\text{rad}$, en fonction de l’ordre harmonique. Ceux-ci sont tracés figures 13.8b et e, pour les mécanismes ROM et CWE. Ils diminuent progressivement avec l’ordre harmonique, comme observé en figures 11.4b et e. Les valeurs sont discutées en section suivante.

Fonction réseau g_n

Une première observation des figures 13.6b et 13.7b révèle que la forme des réseaux n’est pas sinusoïdale. Il semble en effet que les *creux* du réseau sont plus piqués que les *sommets*. Ceci est d’autant plus visible en traçant le module de la transformée de Fourier des fonctions réseaux en fonction de la fréquence spatiale normalisée $|\text{TF}[\phi_{gn}](\nu_x \cdot d_f)|$. La figure 13.9 les présente pour l’harmonique $n = 20$ du mécanisme ROM en bleu, et $n = 16$ du mécanisme CWE en rouge. On constate bien la présence d’une période spatiale principale du réseau $\nu_x \cdot d_f = 1$. Mais il y a également la présence de fréquences doubles, triples, etc ($\nu_x \cdot d_f = [2, 3, \dots]$). On mesure donc ici expérimentalement le fait que les réseaux plasmas ne sont pas parfaitement

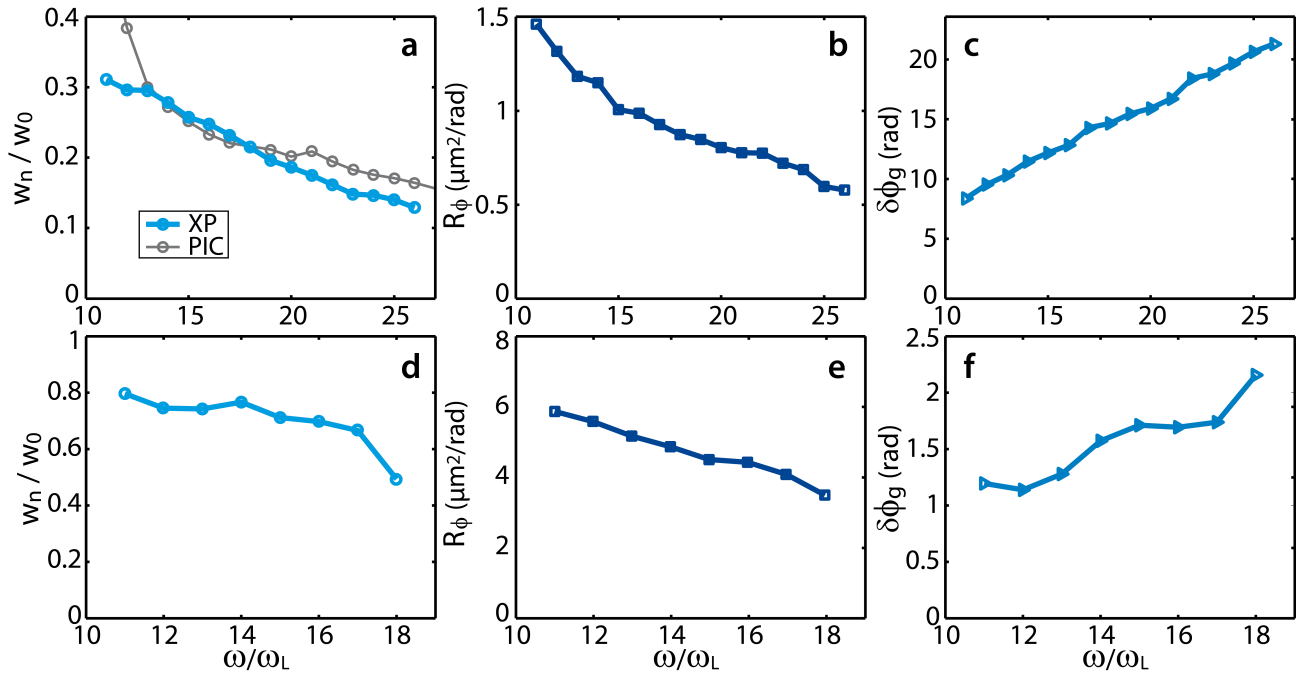


FIGURE 13.8: **Propriétés des sources harmoniques expérimentales déduites des reconstructions ptychographiques** – Propriétés des harmoniques relativistes en haut et non relativistes en bas. – **a/d** – Tailles de source w_n déduites des ajustements des amplitudes source $|h_n(x)|$ par une fonction gaussienne sur les figures 13.6a et 13.7a. Ronds noirs, panneau **a**, les tailles de source w_n théoriques obtenues par la simulation PIC section 6.2 figure 6.3. – **b/e** – Rayons de courbure de phase R_{ϕ_n} déduits des ajustements des phases source $\phi_n(x)$ par une fonction parabolique (sur les mêmes figures). – **c/f** – Profondeurs de la fonction réseau $\delta\phi_{gn}$ relevées en figures 13.6b et 13.7b.

sinusoïdaux, comme prédit par les simulations hydrodynamiques en section figure 7.2b page 87.

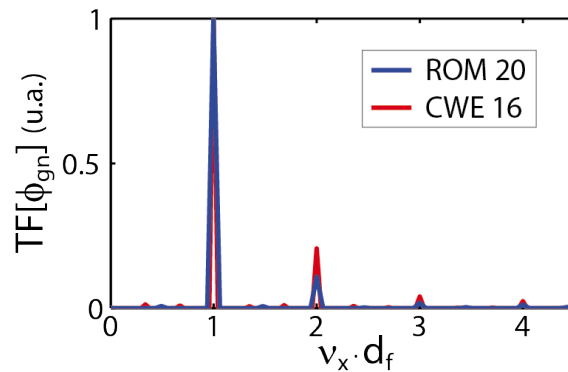


FIGURE 13.9: **Analyse de la forme de la fonction réseau** – Transformée de Fourier normalisée de la phases des fonctions réseaux reconstruites de l'harmonique ROM d'ordre $n = 20$ et CWE d'ordre $n = 16$ présentées en figures 13.6b et 13.7b. – À comparer avec la figure théorique 7.2b (obtenue par simulations hydrodynamiques).

Dans un second temps, il est possible de relever sur les profils réseaux la profondeur phase de la fonction réseau $\delta\phi_{gn} = \max[\phi_{gn}] - \min[\phi_{gn}]$ sur la zone où la fonction est résolue. Comme présenté en figure 13.8c et f, celles-ci augmentent progressivement en fonction de l'ordre harmonique. Ce sont les mêmes tendances qu'observées et expliquées en figure 11.4c et f. Les valeurs sont discutées en section suivante.

13.2 Mesures expérimentales pour différentes conditions d'interaction

Comme présenté en section 12.5, des mesures dans des conditions différentes permettent de déduire les variations des propriétés des sources harmoniques. Pour les deux mécanismes de génération, plusieurs mesures ptychographiques expérimentales sont réalisées pour des conditions moyennes d'interaction $[a_0, L_m]$ différentes.

13.2.1 Conditions expérimentales

Comme présenté en section 5.2, l'éclairement a_0 dépend de l'énergie laser utilisée et de la taille de la tache focale de l'impulsion principale (celle-ci est identique pour toutes les mesures ROM, $w_0 = 6.2\mu m$, et CWE, $w_0 = 14.5\mu m$). L'énergie laser maximale disponible est $E_{max} = 2.3J$. Au cours de l'expérience l'énergie laser peut être variée entre 0% et 100% de l'énergie maximale. On définit E_L le pourcentage d'énergie laser utilisée. C'est ce paramètre E_L qui contrôle l'éclairement a_0 . Pour $E_L = 100\%$, on estime $a_0 \sim 1.5-2$ pour le régime relativiste, et $a_0 \sim 0.2-0.28$ pour le régime non relativiste.

La longueur moyenne de gradient L_m dépend du délai τ d'expansion du pré-plasma et de la fluence pré-impulsion moyenne F_0 . Ce premier paramètre est contrôlé par la distance moyenne d_{mp} entre les miroirs pré-impulsion et le miroir principal du laser, voir figure 7.9 page 94. Le second dépend du pourcentage d'énergie laser utilisée E_L (la fluence maximale étant environ $F_0 \sim 90J/cm^2$ pour la parabole de focale $f = 300mm$). Il faut noter que la fluence pré-impulsion est identique pour les régimes relativiste ou non car seul le faisceau principal est diaphragmé. Ainsi, la longueur moyenne de gradient L_m est contrôlée par les paramètres d_{mp} et E_L . On estime la vitesse d'expansion du pré-plasma de $50nm/ps$ pour $E_L = 100\%$.

En conclusion les paramètres d'interaction $[a_0, L_m]$ sont entièrement déterminés par les paramètres de contrôle $[d_{mp}, E_L]$.

Pour une plus grande clarté lors des comparaisons des résultats expérimentaux avec les modèles d'interaction, pour chaque mesure ptychographique réalisée, ce sont les paramètres de contrôle $[d_{mp}, E_L]$ qui sont donnés.

Toutes les mesures ont été réalisées pour des profondeurs réseaux maximales estimées à $\delta L/L_m \simeq 40\%$. Onze mesures, représentant chacune plus de cent tirs expérimentaux, ont été faites, neuf en régime relativiste, trois en régime non relativiste. On définit par Ck leurs conditions de contrôle $[d_{mp}, E_L]_{Ck}$; elles sont listées en table 13.2.

On peut noter que les conditions $C1$ à $C4$ comparent l'interaction relativiste pour un même éclairement et des longueurs moyennes de gradient croissantes ($L_m \propto d_{mp}$); idem pour les conditions $C5$ à $C7$ pour un éclairement plus faible; et $C8$ compare un troisième éclairement à une longueur de gradient donnée. Les conditions $C9$ et $C10$ comparent l'interaction non relativiste à même éclairement et deux longueurs moyennes de gradient différentes; et $C11$ et $C9$ comparent deux éclairagements différents.

13.2.2 Traces ptychographiques

Pour chaque condition Ck , les profils angulaires de chaque ordre harmonique n pour les cent tirs expérimentaux sont ordonnés en fonction de la position x_0 . Pour chaque condition Ck , on

Mécanisme	Conditions	d_{mp} (μm)	E_L (%)
ROM	$C1$	250	100
	$C2$	350	100
	$C3$	450	100
	$C4$	600	100
	$C5$	300	60
	$C6$	450	60
	$C7$	550	60
	$C8$	300	40
CWE	$C9$	75	100
	$C10$	150	100
	$C11$	100	40

TABLE 13.2: **Conditions de contrôle** – Liste des conditions expérimentales de contrôle [d_{mp}, E_L] (distance miroirs pré-impulsion / miroir principal - pourcentage d'énergie laser utilisée) pour les différentes mesures ptychographiques expérimentales.

obtient pour les harmoniques ROM ($n = 11$ à 26) 16 traces, et pour les harmoniques CWE ($n = 11$ à 18) 8 traces ptychographiques ; ce qui correspond en tout à $8 \times 16 + 3 \times 8 = 152$ traces expérimentales. Chacune est ensuite reconstruite par l'algorithme *HIO+ER*.

La figure 13.10 présente les traces expérimentales et leurs reconstructions dans toutes les conditions Ck pour l'harmonique d'ordre $n = 12$.

Les erreurs de reconstructions $Err \sim 20\text{-}27\%$, présentées en haut à droite des traces reconstruites, sont conformes avec celles obtenues classiquement en ptychographie standard sur des mesures expérimentales [113].

Il faut remarquer ici que plus le nombre de tirs expérimentaux qui constituent une trace est élevé, plus l'erreur de reconstruction est faible. Les traces des panneaux **a**, **c**, et **g** sont composées de plus de 120 tirs expérimentaux, l'erreur est proche de $Err \simeq 20\%$. Les traces panneaux **d**, **f**, et **h** sont composées d'environ 80 tirs expérimentaux, l'erreur est plus grande, environ $Err \simeq 27\%$. D'autres traces réalisées avec moins de tirs 40-60 lors de l'expérience se sont révélées inexploitables. Nous ne savons pas combien de tirs expérimentaux étaient nécessaires pour obtenir des traces satisfaisantes. Ceci explique notamment l'exploitation d'uniquement trois traces en régime non relativiste.

13.2.3 Reconstructions expérimentales

La figure 13.11 présente les fonctions source et réseau reconstruites en amplitude et en phase dans le plan focal par l'algorithme de ptychographie à partir des traces expérimentales de l'harmonique d'ordre $n = 14$ pour une interaction relativiste, panneaux **a** et **b** (conditions $C1, C3, C4$), et non relativiste, panneaux **c** et **d** (conditions $C9, C10, C11$).

Les panneaux **a** et **b**, régime relativiste, comparent des conditions de même éclairage et différentes longueurs moyennes de gradient $L_m \propto d_{mp}$. Les tailles de source sont quasiment identiques, et les phases sont de plus en plus courbées avec la longueur de gradient, comme prédit par le modèle de génération section 3.4 et les simulations PIC figure 12.9 page 161. De plus, la profondeur de la fonction réseau $\delta\phi_{g14}$, donc la profondeur du réseau plasma, augmente avec la longueur de gradient car $\delta L \propto L_m$.

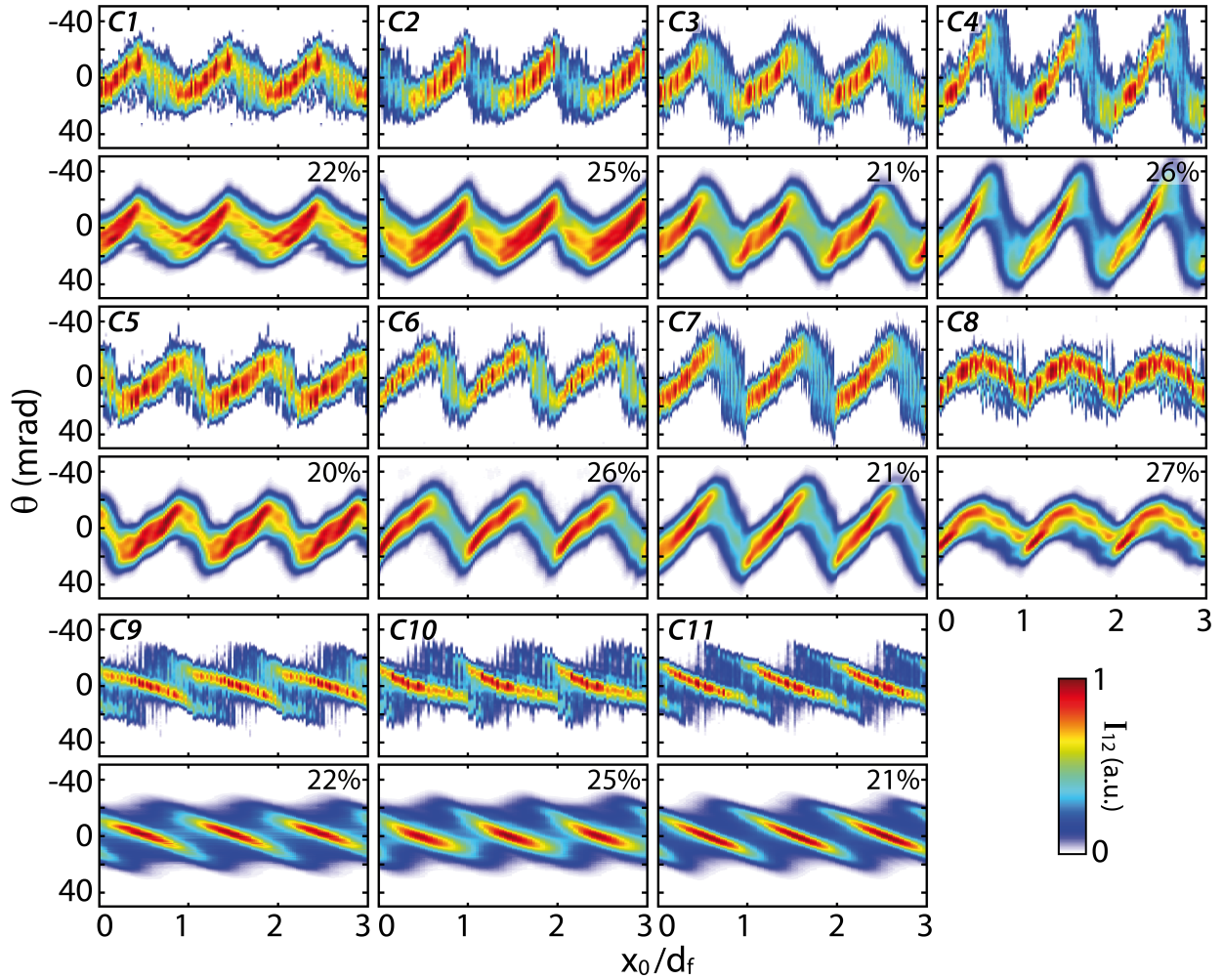


FIGURE 13.10: Traces ptychographiques expérimentales et reconstruites – Pour l’harmonique d’ordre $n = 12$, traces ptychographiques expérimentales, en haut, et reconstruites, en bas. Conditions de contrôle Ck énumérées en table 13.2.

Les panneaux **c** et **d**, régime non relativiste, comparent les trois reconstructions des traces CWE, conditions $C9$ à $C11$. La taille de source reste identique à court gradient pour différent éclairage et se réduit à long gradient. De surcroît, la phase est plus importante à long gradient. Enfin, la profondeur de la fonction réseau $\delta\phi_{g14}$ est plus importante à faible éclairage (explication en page 179).

En traits fins panneaux **a** et **c**, sont tracées les phases spatiales sources issues des modèles de phase harmonique des chapitres 2 et 3, avec les paramètres d’interaction déduits en section suivante 13.3. Les phases spatiales expérimentales sont très proches de celles des modèles.

13.2.4 Métrologie des sources harmoniques générées sur cibles solides

Comme présenté en section 13.1.4, pour chaque fonction source reconstruite, la taille de source $w_n(Ck)$ est déduite par le meilleur ajustement de l’amplitude $|h_n(x)|$ par une fonction gaussienne ; le rayon de courbure $R_{\phi_n}(Ck)$ est déduit du meilleur ajustement (au centre) de la phase $\phi_n(x)$ par une fonction parabolique (équation 13.1). De plus, la profondeur de la fonction réseau est donnée par la différence entre les phases maximale et minimale $\delta\phi_{gn} =$

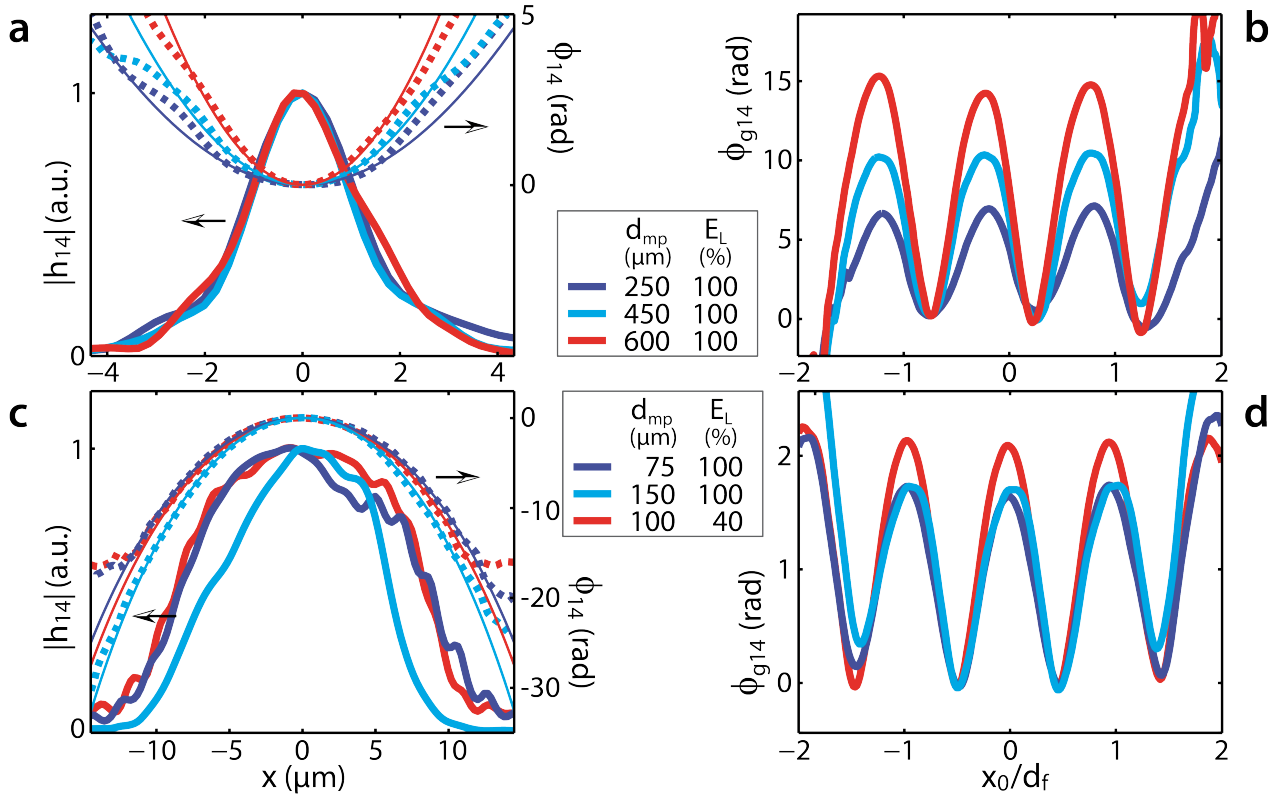


FIGURE 13.11: **Fonctions sources et réseaux reconstruites** – Panneaux du haut, mécanisme ROM, panneaux du bas, mécanisme CWE. – **a/c** – Sources $h_{14}(x)$, en amplitude et en phase, reconstruites à partir des traces ptychographiques expérimentales pour les conditions de contrôle $C1$, $C3$, et $C4$ (et $C9$, $C10$, et $C11$). Phases spatiales déduites des modèles d'interaction des chapitres 2 et 3 superposées en traits fin. – **b/d** – Fonctions réseaux en phase $\phi_{g14}(x)$ reconstruites.

$\max[\phi_{gn}] - \min[\phi_{gn}]$ dans la zone où la fonction est résolue.

La figure 13.12 illustre les paramètres $[w_n, R_{\phi_n}, \delta\phi_{gn}]$ déduits des reconstructions ptychographiques pour toutes les conditions d'interaction Ck et tous les ordres harmoniques n . On mesure l'évolution des propriétés des sources harmoniques en fonction des paramètres d'interaction : c'est bien de la métrologie de génération d'harmoniques sur cibles solides.

Tailles de source harmonique / Efficacité de génération

Comme évoqué aux sections 2.3 et 3.4, la taille de source est directement liée à l'efficacité de génération du mécanisme. Aucun modèle analytique d'efficacité de génération harmonique sur cible solide n'existe à ce jour.

Harmoniques ROM Comme illustré en figure 13.12a, les tailles de sources varient peu avec les différentes conditions Ck . La figure 13.13 présente la moyenne des tailles de source, ronds bleus, en fonction de l'ordre harmonique, avec comme barres d'erreur les valeurs minimales et maximales sur les conditions Ck .

La taille de source diminue progressivement avec l'ordre harmonique (voir explication section 3.4). Les valeurs et la tendance sont proches de celles de la simulation PIC de la section 6.2 (pour $a_0 = 1.8$ et $L = \lambda/10$) illustrée en ronds noirs sur la figure. Les valeurs des tailles de source expérimentales et PIC moyennées sur les ordres $n = 15$ à 25 donnent $[w_n/w_0]_{XP} \simeq 17.5\%$ et $[w_n/w_0]_{PIC} \simeq 20.5\%$, soit un écart d'environ 15%. De plus, l'ajustement de leurs tendances

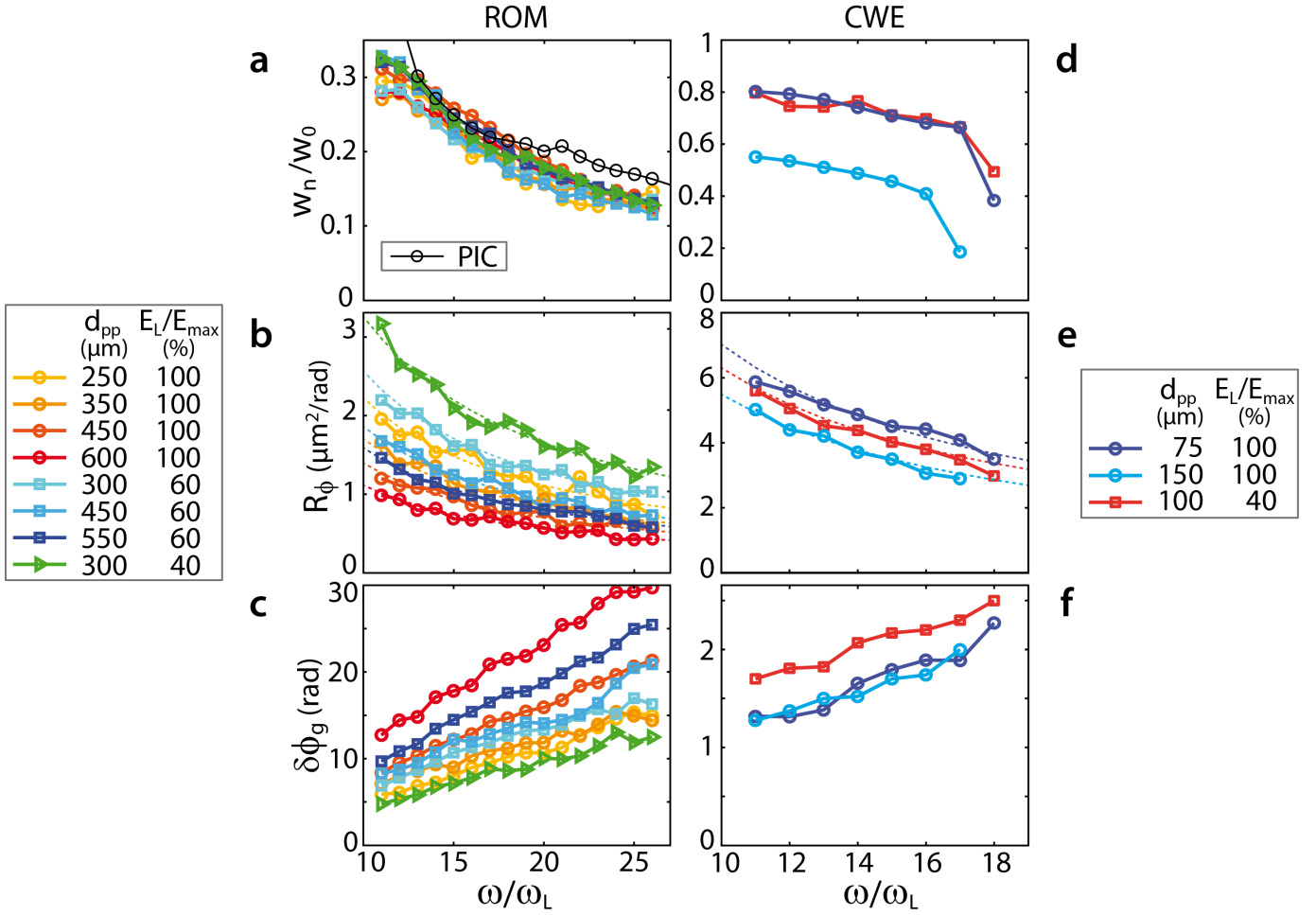


FIGURE 13.12: **Propriétés des sources harmoniques expérimentales pour toutes les conditions Ck** – Panneaux de gauche, mécanisme ROM, panneaux de droite, mécanisme CWE. – **a/d** – Tailles de source w_n . – **b/e** – Rayons de courbure $R_{\phi n}$. Superposés en traits pointillés, les rayons de courbures déduits des modèles d'interaction pour les mêmes conditions. – **c/f** – Profondeurs des fonctions réseaux $\delta\phi_{gn}$.

en fonction de l'ordre harmonique par des fonctions affines donne les dépendances suivantes :

$$\begin{aligned} [w_n/w_0]_{\text{PIC}} &= 39\% - n/110 \\ [w_n/w_0]_{\text{XP}} &= 43\% - n/85 \end{aligned}$$

Il faut signaler que l'on retrouve exactement la même tendance en $n/85$ que trouvée par confrontation du modèle de source aux profils expérimentaux (équation 11.5 section 11.3) mais décalée en valeur absolue.

De plus, si aucun modèle d'efficacité de génération harmonique sur cibles solides n'existe, il est important de signaler qu'une étude des tailles de source a été faite par simulations PIC 2D dans la thèse d'H. Vincenti [41] pour le régime ultra-relativiste ($a_0 > 5$). Page 145, figure 9.2b, la tendance avec l'ordre harmonique des tailles de source obtenues pour $a_0 = 10$ est de $w_n/w_0 = 72\% - n \cdot 0.9\%$, soit exactement le même coefficient en $n/110$ trouvé ici par simulation

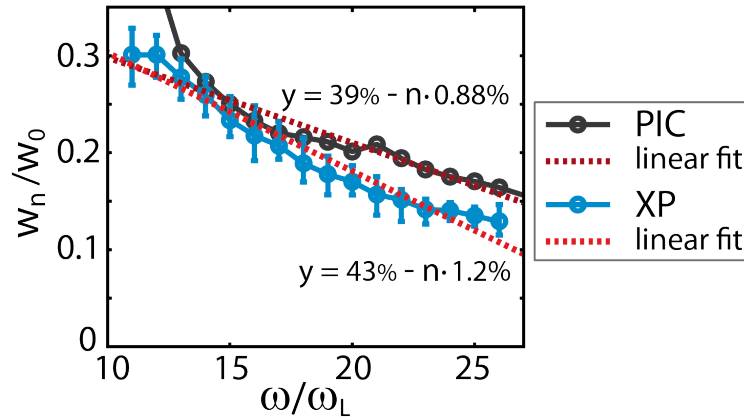


FIGURE 13.13: **Tailles de source expérimentales et théoriques** – Ronds bleus, tailles de source w_n expérimentales moyennées sur toutes les conditions Ck en régime relativiste en fonction de l'ordre harmonique n . Ronds noirs, tailles de source déduites de la simulation PIC de la section ref[II2 000]. Traits pointillés, approches par une fonction affine de ces deux courbes.

PIC avec $a_0 = 1.8$, mais décalé en valeur absolue du fait du plus fort éclaircissement. En outre, page 179 de cette même thèse, figure 11.2, les tailles de source ROM, moyennées entre les harmoniques $n = 15$ à 25 , ont une valeur $w_n/w_0 \simeq 60\%$ qui ne varie ni avec la longueur de gradient (entre $L = \lambda/80$ et $\lambda/5$) ni avec l'éclaircissement au delà de $a_0 = 5$ (jusque $a_0 = 20$). Deux simulations, réalisées pour $a_0 = 3$ et $L = \lambda/70$ ou $\lambda/12$, révèlent un effet de seuil où les tailles de source diminuent brusquement avec l'éclaircissement : $w_n/w_0 \simeq 40\%$; et ne varient pas avec la longueur de gradient.

Dans ce contexte, les valeurs expérimentales obtenues ici autour de $w_n/w_0 \simeq 20\%$, pour un éclaircissement de $a_0 \simeq 1.5$, sont cohérentes avec les travaux précédents, tout comme l'absence de dépendance avec la longueur de gradient.

Une nouvelle étude numérique, par simulations PIC 2D, plus complète, pour des éclaircissements proches de ceux de l'expérience, est en cours pour mieux appréhender l'efficacité de génération des harmoniques ROM.

Harmoniques CWE Les tailles de source CWE (figure 13.12d) forment un palier lentement décroissant avec l'ordre harmonique jusqu'à $n = 17$ suivi par une coupure brusque : l'harmonique d'ordre $n = 18$ a une taille beaucoup plus faible et l'harmonique d'ordre $n = 19$ est inexistant. Cette coupure se retrouve sur les profils angulaires résolus spectralement par exemple en figure 13.4. Enfin, les valeurs sont beaucoup plus élevées qu'en régime relativiste : $w_n/w_0 \sim 70\%$ ici.

Le palier lentement décroissant semble cohérent avec le mécanisme de génération : ce sont les mêmes paquets d'électrons de Brunel qui génèrent l'émission XUV de chaque densité plasma. L'efficacité de génération est donc quasiment identique pour chaque ordre harmonique jusqu'à la pulsation de coupure (due à la densité plasma maximale, voir expression 2.1 page 37).

De plus, il semble que, dans les conditions présentes, l'efficacité de génération ne varie pas avec l'éclaircissement : les tailles de source sont identiques pour $E_L = 100\%$ ou 40% , conditions $C9$ et $C11$. Enfin, il y a un effet de seuil avec la longueur de gradient, ce fait confirme que les harmoniques CWE sont plus efficaces à gradients courts. Les conditions $C10 = [150\mu m, 100\%]$ sont assez proches de la coupure de la génération harmonique à gradients longs, voir figure 2.4 (page 41) : pour $d_{mp} \simeq 200\mu m$, il n'y avait plus de signal au cours de l'expérience. Par conséquent, pour ces conditions les tailles de source mesurées, ronds bleus clairs figure 13.12d, sont significativement plus faibles $w_n/w_0 \sim 50\%$. Cette coupure est confirmée par le fait que

l'ordre $n = 17$ diminue brusquement en taille, et l'ordre $n = 18$ est inexistant.

Des études expérimentales et numériques complémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre le comportement de l'efficacité de génération de ce mécanisme avec les conditions d'interaction.

Courbure de phase des sources harmoniques

Les figures 13.12**b** et **e** montrent, pour chaque mécanisme, de nettes dépendances du rayon de courbure harmonique avec l'ordre n et les conditions d'interaction Ck . Ces phases sont liées à la dynamique de l'interaction. Par conséquent, cette métrologie de génération harmonique est en fait métrologie de l'interaction laser-plasma. Cette aspect est développé en section suivante 13.3.

Il faut souligner que les rayons de courbure de phase donnés par les modèles des chapitres 2 et 3 sont tracés en traits pointillés panneaux **b** et **e** (pour les paramètres d'interaction déduits en section suivante). Ils reproduisent les résultats expérimentaux de façon remarquable.

Profondeur de la fonction réseau

Les figures 13.12**c** et **f** présentent, pour les deux mécanismes, les profondeurs de la fonction réseau expérimentale $\delta\phi_{gn}$ en fonction de l'ordre harmonique et des conditions d'interaction Ck . Celle-ci augmente linéairement avec l'ordre harmonique. En supposant la profondeur de la *surface effective réseau* δ_g identique pour tous les ordres, elle induit une profondeur de phase en $\delta\phi_{gn} = 2\pi n\delta_g/\lambda \propto n$ proportionnelle à n . Cependant, une différence importante existe entre les deux mécanismes de génération.

Fonction réseau ROM La profondeur de la fonction réseau ROM augmente avec la profondeur du réseau plasma $\delta L \propto d_{mp}$. C'est un résultat intuitif. Les valeurs expérimentales sont analysées en section suivante.

Fonction réseau CWE Dans ce cas, la *surface effective réseau* pour l'ordre harmonique n est la différence de délai le long du réseau plasma que mettent les électrons de Brunel pour atteindre la densité de pulsation plasma $\omega_{pe} = n\omega_L$. Ainsi, à plus faible éclairage pour une même profondeur réseau, ces délais sont plus élevés (électrons de Brunel moins accélérés) et la fonction réseau est plus profonde; ce qui se vérifie expérimentalement, figure 13.12**f**.

À même éclairage pour différentes longueurs moyennes de gradient et profondeurs réseau, la profondeur de la fonction réseau est donnée par une combinaison complexe qui dépend de L_m et δL et semble plus difficile à interpréter. Expérimentalement, aucune variation n'est observée mais cela peut venir du fait soit que $\delta\phi_{gn}$ est indépendant de L_m et δL , peu probable, soit que les deux couples $[L_m, \delta L]$ expérimentaux sont, par hasard, des conditions où la fonction réseau a une profondeur identique.

Une étude expérimentale et théorique plus approfondie est nécessaire pour éclairer ce point. Elle n'est pas faite dans le cadre de cette thèse.

13.3 Métrologie de l'interaction laser-plasma

La métrologie de génération harmonique sur cibles solides est présentée dans la section précédente. L'efficacité de génération des mécanismes y est discutée à la lumière des tailles de sources mesurées.

Dans cette section, l'étude des phases spatiales des sources harmoniques est approfondie. En effet celles-ci ne nous informent pas uniquement sur les mécanismes de génération mais également sur les dynamiques de l'interaction. Comme présenté aux chapitres 2 et 3, on peut en déduire l'enfoncement du miroir plasma par la pression de radiation en régime relativiste, et la dynamique d'accélération des électrons de Brunel vers le plasma dense en régime non relativiste. Ces résultats sont comparés aux modèles analytiques (chapitres 2 et 3). Enfin, la dynamique de l'expansion du réseau plasma, déjà caractérisée expérimentalement au chapitre 8, est déterminée de façon différente.

13.3.1 Rayons de courbure de *surface effective*

Comme vu aux chapitres 2 et 3, les phases spatiales harmoniques dans le plan focal peuvent être associées à une *surface effective* $Z(x)$ dans le plan de la cible par l'expression :

$$\phi_n(x) = 2\pi n \frac{Z(x)}{\lambda} \cos i$$

Cette *surface effective* est déterminée par l'enfoncement du miroir plasma sous la pression de radiation pour les harmoniques ROM, et par le retard des électrons de Brunel pour atteindre une isodensité donnée pour les harmoniques CWE.

Expérimentalement, cette phase $\phi_n(x)$ est approchée au centre par une parabole $\phi_n(x) = x^2/2R_{\phi_n}$ (équation 13.1). On en déduit l'expression du rayon de courbure de la *surface effective* dans le plan de la cible R_Z en fonction de celui de la phase harmonique R_{ϕ_n} par :

$$R_Z = 2\pi n \frac{R_{\phi_n}}{\lambda} \cos i \quad (13.2)$$

Grâce à cette expression, on déduit les rayons de courbure expérimentaux des *surfaces effectives*, en figure 13.14 normalisés par le facteur λ/w_0^2 , à partir des rayons de courbure de phase R_{ϕ_n} présentés en figure 13.12 **b** et **e**.

Les résultats expérimentaux montrent que ces rayons de courbure R_Z sont indépendants de l'ordre harmonique. Cette mesure confirme que tous les harmoniques sont générés sur une même *surface effective*.

13.3.2 Modèles d'interaction laser-plasma

Les rayons de courbure des deux *surfaces effectives* (enfoncement plasma en régime relativiste, et retard des électrons de Brunel en régime non relativiste) ont des expressions théoriques avec les paramètres d'interaction données en équations 2.6 et 3.9 (pages 39 et 50).

13.3.3 Confrontation des modèles aux résultats expérimentaux

Ces rayons de courbure théoriques sont superposés, en trait pointillés, aux résultats issus de l'expérience en figure 13.14. L'accord théorie-expérience est excellent. Pour faire cette comparaison, il faut connaître les conditions d'interaction $[a_0, L]$. Cette section présente comment celles-ci ont été déduites des conditions de contrôle $Ck = [d_{mp}, E_L]$.

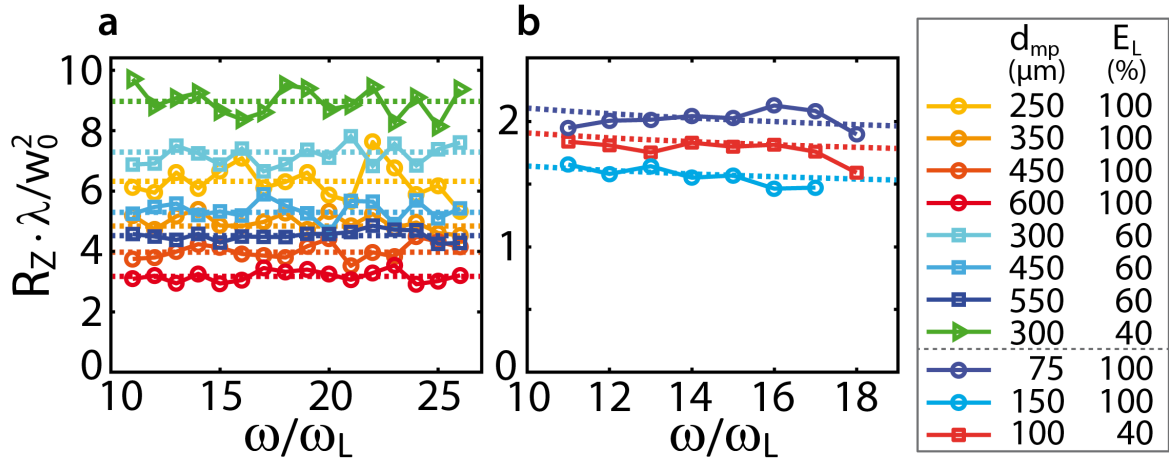


FIGURE 13.14: **Rayons de courbure de la surface effective** – Rayons de courbure R_Z expérimentaux normalisés de la surface effective pour toutes les conditions Ck d'interaction, déduits des rayons de courbure de phase des sources harmonique présentés en figures 13.12b et e par l'expression 13.2. En traits pointillés, rayons de courbure R_Z théoriques pour ces mêmes conditions, voir expressions 3.9 et 2.6.

Relations "paramètres de contrôle \mapsto paramètres d'interaction"

L'éclairement a_0 a pour expression en fonction de l'intensité laser I_L sur cible : $a_0^2 = I_L W / \text{cm}^2 \lambda_{\mu\text{m}}^2 / 1.37 \cdot 10^{18}$. L'intensité laser sur cible dépend quant à elle directement de l'énergie laser utilisée : $I_L \propto E_L$. On en conclut la relation :

$$a_0 \propto \sqrt{E_L} \quad (13.3)$$

La longueur de gradient est égale au produit de la vitesse d'expansion du pré-plasma vers le vide par le temps d'expansion $L = v_L \tau$. Or le temps d'expansion est déterminé par le paramètre de contrôle d_{mp} ($\tau \propto d_{mp}$). De plus, la vitesse d'expansion en fonction de la fluence pré-impulsion s'approche au premier ordre par une fonction racine carrée ($v_L \propto \sqrt{F}$). Comme la fluence pré-impulsion dépend de l'énergie laser utilisée $F \propto E_L$, on en déduit que $v_L \propto \sqrt{E_L}$. En conclusion, la longueur de gradient est déterminée par les paramètres de contrôle avec le relation :

$$L \propto d_{pp} \cdot \sqrt{E_L} \quad (13.4)$$

Par conséquent les relations entre toutes les conditions d'interaction Ck sont connues. Soit Cr un jeu de conditions de références pris parmi les Ck , alors, par les expressions 13.3 et 13.4, on a nécessairement :

$$[a_0]_{Ck} = [a_0]_{Cr} \cdot \sqrt{\frac{[E_L]_{Ck}}{[E_L]_{Cr}}} \quad (13.5)$$

$$[L]_{Ck} = [L]_{Cr} \cdot \frac{[d_{mp}]_{Ck}}{[d_{mp}]_{Cr}} \cdot \sqrt{\frac{[E_L]_{Ck}}{[E_L]_{Cr}}} \quad (13.6)$$

Reproduction des résultats expérimentaux

Pour reproduire les rayons de courbure expérimentaux (points figure 13.14) avec ceux théoriques (traits pointillés de la même figure), on procède en deux étapes. On choisit des conditions de référence Cr et on évalue à peu près les paramètres d'interaction à partir des paramètres de

contrôle. Puis, on cherche le couple $[a_0, L]_{Cr}$ qui minimise l'écart type des rayons de courbure théoriques par rapport à ceux de la mesure à la fois des conditions Cr , mais également de toutes les autres conditions Ck , reliées à Cr par les expressions 13.5 et 13.6.

Régime relativiste En figure 13.14a, le modèle théorique (traits pointillés) reproduit les rayons expérimentaux (points) par l'expression 3.9. Les conditions prises pour référence sont les $C1$: $[d_{mp}, E_L]_{C1} = [250\mu m, 100\%]$. L'éclairement est évalué à $[a_0]_{C1} \simeq 1.5-2$. De plus, pour une énergie laser maximale, la vitesse d'expansion du pré-plasma est environ $v_L = 50nm/ps$. Le délai d'expansion est déduit de la distance d_{mp} , et ainsi la longueur de gradient est évaluée à $[L]_{C1} \simeq 42nm$.

Au final, le couple qui minimise l'écart type de tous les rayons de courbures théoriques par rapport aux expérimentaux est $[a_0, L]_{C1} = [1.65, 55nm]$. Toutes les conditions d'interaction qui en sont déduites sont répertoriées en table 13.3.

ROM	Paramètres			
	de contrôle		d'interaction (déduits)	
Conditions	d_{mp} (μm)	E_L (%)	a_0	$L(nm)$
$C1$	250	100	1.65	55
$C2$	350	100	1.65	77
$C3$	450	100	1.65	99
$C4$	600	100	1.65	132
$C5$	300	60	1.3	51.1
$C6$	450	60	1.3	76.7
$C7$	550	60	1.3	93.7
$C8$	300	40	1.05	41.7

TABLE 13.3: **Conditions d'interaction Ck relativistes** – Déduction des conditions d'interaction relativistes $[a_0, L_m]$ à partir de la reproduction des rayons de courbures R_Z expérimentaux par les modèles théoriques en respectant les expressions 13.5 et 13.6.

Régime non relativiste En figure 13.14b, les rayons théoriques (traits pointillés) reproduisent les rayons expérimentaux (points) par l'expression 2.6. Les conditions prises pour référence sont les $C9$: $[d_{mp}, E_L]_{C9} = [75\mu m, 100\%]$. L'éclairement et la longueur de gradient sont évalués à $[a_0]_{C9} \simeq 0.2-0.28$ et $[L]_{C9} \simeq 14nm$.

Au final, le couple qui minimise l'écart type de tous les rayons de courbures théoriques par rapport aux expérimentaux est $[a_0, L]_{C9} = [0.2, 22nm]$. Toutes les conditions d'interaction qui en sont déduites sont répertoriées en table 13.4.

CWE	Paramètres			
	de contrôle		d'interaction (déduits)	
Conditions	d_{mp} (μm)	E_L (%)	a_0	$L(nm)$
$C9$	75	100	0.2	22
$C10$	150	100	0.2	44
$C11$	100	40	0.13	18.7

TABLE 13.4: **Conditions d'interaction Ck non relativistes** – idem table 13.3 en régime non relativiste.

Remarque : On peut constater que la relation 13.6 n'est pas respectée entre les conditions relativistes, $C1$ à $C8$, et non relativistes, $C9$ à $C11$. Si celle-ci l'était, on aurait $[L]_{C9} = 17nm$ au lieu de $[L]_{C9} = 22nm$. Une explication vient du fait que l'on contrôle le gradient jusqu'au début de l'impulsion principale. Lors de la génération d'harmoniques ROM, le profil de densité est modifié par la pression de radiation au cours de l'interaction. Ainsi, c'est vraiment la longueur de gradient au début de l'impulsion qui est importante dans le modèle. Au contraire, pour les CWE l'interaction ne modifie pas le profil de densité qui continue de se détendre dans le vide. Dans ce cas, le gradient à l'instant du maximum d'intensité laser n'est pas le même que celui au tout début de l'impulsion. Cet effet est d'autant plus important que le délai d'expansion est faible pour le cas CWE (car les longueurs de gradient qui l'optimisent sont faibles), et qu'ainsi cette expansion durant l'interaction a un effet significatif.

13.3.4 Vérification des modèles d'interaction

En figure 13.14, on peut calculer pour chaque condition Ck le rayon de courbure moyenné sur tous les ordres harmoniques $[R_Z]_{Ck} = \langle [R_Z]_{Ck}(n) \rangle_n$, ainsi que les écarts types des distributions. La figure 13.15 présente ces rayons de courbure expérimentaux adimensionnés pour les conditions Ck en fonction de la longueur de gradient.

Il faut noter que chaque point correspond à la moyenne du rayon R_Z sur $N_h = 16$ harmoniques dans le cas relativiste et $N_h = 8$ dans le cas non relativiste. Chacune de ces traces est issue de $N_{tirs} \sim 100$ tirs expérimentaux. C'est-à-dire que chaque point est le résultat de $N_h \cdot N_{tirs} = 1600$ données dans le cas ROM, et 800 dans le cas CWE.

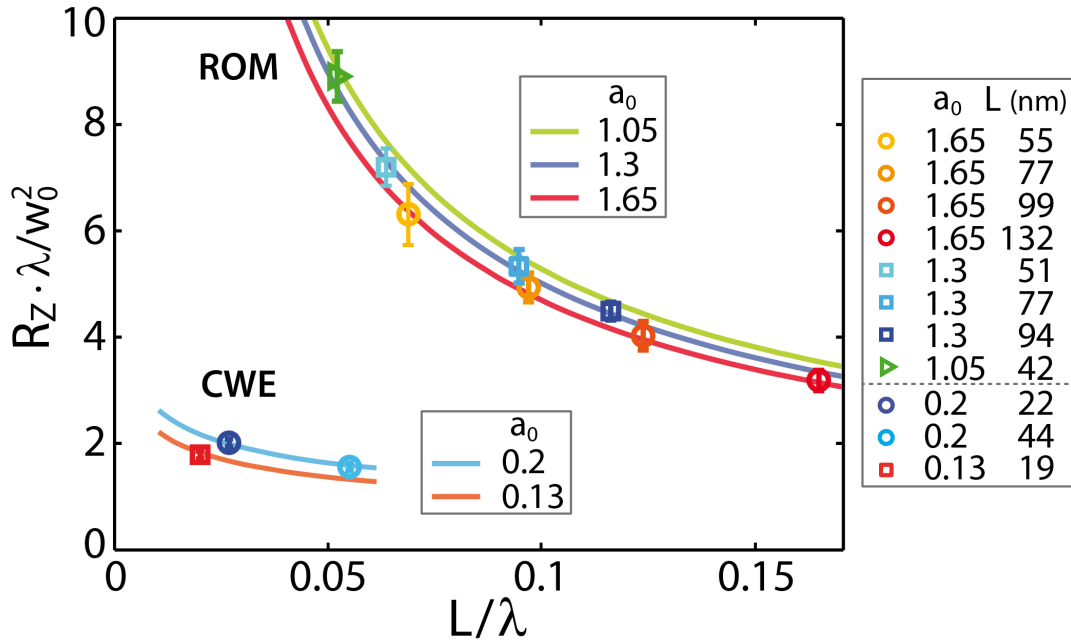


FIGURE 13.15: **Validation expérimentale des modèles d'interaction** – Points, rayons de courbure normalisés R_Z expérimentaux pour toutes les conditions d'interaction Ck (moyennés sur tous les ordres harmoniques n , voir figure 13.14). Traits plein, rayons de courbure théoriques (expressions 3.9 et 2.6) en fonction de la longueur de gradient L pour les différents éclaircissements expérimentaux.

À ces points sont superposés en traits pleins les rayons de courbure R_Z adimensionnés théoriques (expressions 2.6 et 3.9) en fonction de la longueur de gradient pour les différents éclaircissements. Les résultats expérimentaux reproduisent de façon très satisfaisante les modèles d'interaction.

En conclusion, la figure 13.16 rappelle les figures 2.3a et 3.7a des rayons de courbure R_Z théoriques (expressions 2.6 et 3.9) en fonction des deux paramètres d'interaction $[a_0, L]$. Les points où les modèles d'interaction sont vérifiés expérimentalement y sont superposés.

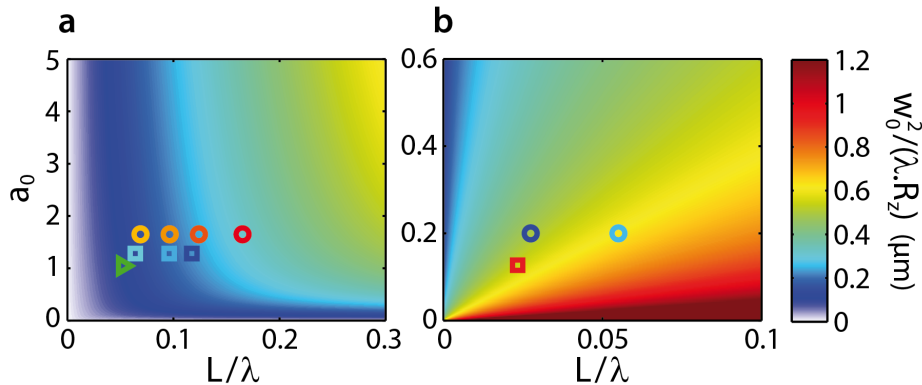


FIGURE 13.16: **Conditions expérimentales de validation des modèles d'interaction** – Rappel des figures 2.3a et 3.7a des courbures (inverse du rayon de courbure) théoriques de la *surface effective* par les modèles d'interaction en fonction de l'éclairement a_0 et de la longueur de gradient L pour le régime relativiste, panneau a, et non relativiste, panneau b. Points, conditions $[a_0, L]$ où les modèles sont vérifiés expérimentalement.

13.3.5 Dynamique du réseau plasma

Lors des mesures ptychographiques, la fonction réseau $g_n(x)$ est reconstruite en phase. Les profondeurs $\delta\phi_{gn}$ sont tracées figures 13.12c et f en fonction de l'ordre harmonique pour les différentes conditions d'interaction Ch . Seule l'analyse des profondeurs ROM est faite ici, figure 13.12c, l'analyse des profondeurs CWE étant plus complexe.

À partir de ces profondeurs, on peut tracer les profondeurs δ_g de la *surface effective réseau* en figure 13.17a, par l'expression :

$$\delta_g = 0.5 \delta\phi_g(n) \frac{\lambda}{2\pi n \cos i} \quad (13.7)$$

On constate que la profondeur de cette surface est indépendante de l'ordre harmonique, ce qui signifie que tous les harmoniques sont générés sur une même surface. On peut calculer la moyenne $\langle \delta_g \rangle_n$ et l'écart type des distributions. Ces moyennes sont tracées en fonction des longueurs moyennes de gradient déduites du modèle d'enfoncement en table 13.3. La profondeur de la *surface effective réseau* semble linéaire avec la longueur moyenne de gradient.

En supposant que cette *surface effective réseau* est identique à la *surface effective de réflexion du laser* définie en section 8.2, on peut déduire la profondeur du réseau plasma δL par l'expression 8.13 page 102. Pour cela, on suppose $n_0 = 40n_c$ et la *densité effective de réflexion* $n_r \simeq 4n_c$ déduite des simulations PIC pour $a_0 \simeq 1.5$, voir figure 8.10 page 108. La figure 13.17c présente les profondeurs du réseau plasma en unité de longueur moyenne de gradient $\delta L/L_m$ déduits en fonction de L_m . Leur valeur moyenne est $\delta L/L_m \simeq 42\%$, ce qui est proche des profondeurs prédites par les simulations hydrodynamiques de l'ordre de 48%, voir expression 7.8 page 94.

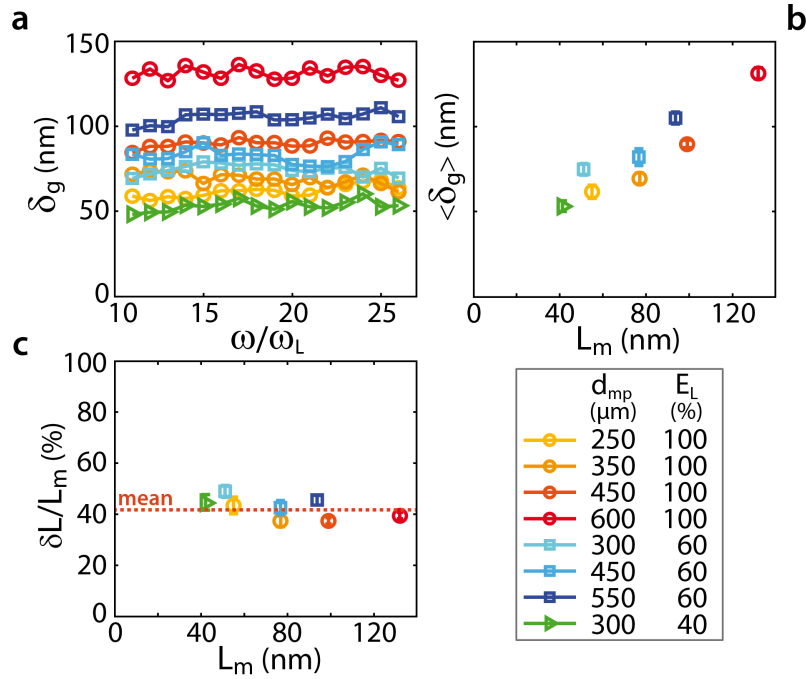


FIGURE 13.17: **Expansion du réseau plasma** – **a** – Profondeurs de la *surface effective réseau* déduites de celles des fonctions réseaux reconstruites en régime relativiste, figure 13.12c, par l’expression 13.7. – **b** – Moyennes sur tous les ordres harmoniques des profondeurs de la *surface effective réseau* en fonction des longueurs moyennes de gradient données en table 13.3. – **c** – Dédudition de la profondeur du réseau plasma $\delta L/L_m$ par le modèle développé au chapitre 8.2 en fonction de la longueur moyenne de gradient L_m .

Conclusion

Compléter le dispositif expérimental par un diagnostic de tache focale permet de réaliser des mesures ptychographiques de la génération d’harmoniques sur réseaux plasmas. Les premières mesures spatiales des champs sources de ces harmoniques ont ainsi pu être réalisées.

Plusieurs mesures réitérées dans des conditions d’interaction différentes ont permis une métrologie de la génération harmonique sur miroirs plasmas. Ceci a permis dans un premier temps de mieux comprendre leurs propriétés d’efficacité de génération par l’intermédiaire des tailles de source. Dans un second temps, les phases spatiales nous informent directement sur la dynamique de l’interaction, à savoir l’enfoncement du plasma par la pression de radiation en régime relativiste, et l’accélération des électrons de Brunel dans le plasma dense en régime non relativiste. Cette métrologie de l’interaction laser-plasma permet la vérification expérimentale de deux modèles analytiques existants, présentés aux chapitres 2 et 3.

Cinquième partie

Faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas

L'accélération d'électrons

Générer des faisceaux d'électrons relativistes fait l'objet d'un très grand nombre d'études à travers le monde, que ce soit dans des intérêts fondamentaux, par exemple sonder la matière ou atteindre l'ignition [116], ou plus applicatifs, par exemple en médecine.

Les accélérateurs linéaires actuels ont des champs accélérateurs de l'ordre $5\text{-}10\text{MV}/m$ ce qui en fait des installations de très grandes tailles (au moins 100m pour accélérer un électron au GeV). L'apparition des lasers TeraWatts a permis la création de sources d'électrons relativistes de dimensions beaucoup plus petites. En effet, lors de la propagation d'un laser à intensité relativiste $> 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ dans un plasma sous-dense, un champ accélérateur d'environ $100\text{GV}/m$ peut être généré [33, 34, 35, 36]. Des électrons sont alors accélérés dans le sillage de l'impulsion. Aujourd'hui des faisceaux d'électrons quasiment monoénergétiques d'énergies de l'ordre de 4GeV sont générés sur des distances de seulement quelques centimètres [37, 117].

Un nouveau schéma d'accélération, très séduisant pour son extrême simplicité, est l'accélération par laser dans le vide ou *VLA* (*Vacuum Laser Acceleration*). Il consiste uniquement en l'interaction d'un électron et d'un champ laser sans aucun milieu intermédiaire. Au cours des vingt dernières années, plus d'une centaine d'études théoriques [118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126] ont été réalisées sur ce mécanisme, à la fois dans un but fondamental : comprendre l'interaction d'une particule dans un champ, et dans le but de générer des sources encore plus énergétiques. En effet, avec les mêmes intensités laser que celles utilisées pour accélérer des électrons dans un plasma sous-dense, on peut ici atteindre des champs accélérateurs supérieurs à $10\text{TV}/m$, soit deux ordres de grandeur plus élevés.

Cependant, malgré toutes ces études théoriques, il y en a seulement moins d'une dizaine expérimentales. En effet, pour observer la *VLA*, les conditions initiales d'injection des électrons au sein du champ laser sont extrêmement difficiles à atteindre expérimentalement.

1. Il faut tout d'abord que les électrons soient injectés dans le sens de propagation du laser afin qu'ils interagissent longtemps avec le champ.
2. Les électrons doivent être initialement déjà relativistes pour qu'ils restent en phase avec le champ. Si ce n'est pas le cas, ils oscillent sur différentes périodes laser, et l'accélération est dite *pondéromotrice*.
3. Enfin, il faut que les paquets d'électrons injectés soient attosecondes ; c'est-à-dire temporellement d'une fraction de cycle optique afin que tous les électrons voient le même champ. Sinon ils ne sont pas accélérés de la même manière et il y a de la dispersion en énergie.

Réaliser toutes ces conditions est un défi expérimental. Ainsi, les études réalisées jusqu'à présent n'atteignent pas des gains d'énergie très élevés ($\sim 100\text{keV}$) et ne peuvent discriminer l'accélération par *VLA* de l'accélération pondéromotrice [127, 128, 129, 130, 131]. Certaines sont même controversées [132, 133].

Les schémas expérimentaux proposés pour atteindre l'accélération *VLA* sont divers, par exemple grâce à la photo-ionisation dans un gaz sous-dense [129, 130], ou par pré-accélération au *keV* sur une cible plasma puis accélération par un laser focalisé proche de cette cible [127]. Un autre schéma [119, 131, 134] est présenté en figure 13.18. Un laser est focalisé à intensité relativiste par une parabole, trouée afin de laisser passer un faisceau d'électrons relativistes pour qu'ils interagissent au niveau du foyer. Les difficultés d'un tel dispositif expérimental sont multiples, que ce soit avoir une source d'électrons attosecondes ou une synchronisation des deux faisceaux à l'échelle du cycle optique.

Nous allons montrer dans cette partie que les miroirs plasmas relativistes représentent exactement ce dispositif expérimental à la différence que le faisceau d'électrons est directement généré sur le miroir au cours de l'interaction laser-plasma. Les miroirs plasmas sont des injecteurs d'électrons au sein du laser réfléchi avec les bonnes propriétés initiales (direction, phase, énergie) pour pouvoir être accélérés ensuite par *VLA*. L'étude présentée ici est la première mise en évidence expérimentale claire de ce mécanisme d'accélération.

Il faut noter que les observations précédentes de faisceaux d'électrons générés sur miroirs plasmas [135, 136, 137, 138, 139] n'ont pas permis d'observer ce processus du fait des paramètres d'interaction différents (intensité plus faible ou longueurs de gradient non contrôlées).

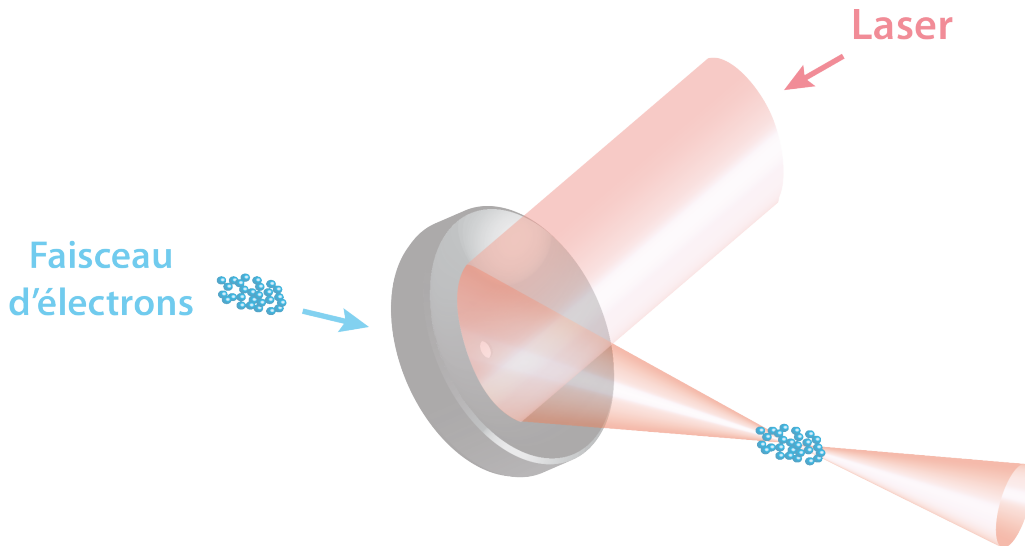


FIGURE 13.18: Illustration de schéma expérimental proposé pour atteindre la *VLA*.

Chapitre 14

Étude théorique des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas

Cette étude a été faite en étroite collaboration avec M.Thévenet et J.Faure du LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée) de l'ENSTA.

14.1 Simulation PIC 2D

Une première étape pour comprendre le processus est de réaliser une simulation PIC 2D (réalisée par M.Thévenet) dans les conditions d'interaction expérimentales : $L = \lambda/10$, $a_0 = 3$, $\tau_L = 25fs$, $w_0 = 5\mu m$, $i = 45^\circ$. La figure 14.1 l'illustre.

Le panneau **c** présente les trajectoires des électrons éjectés vers le vide, et les panneaux **d**, **e**, et **f** présentent le profil angulaire de charge du faisceau d'électrons à plusieurs distances de la cible, respectivement $z = 10\lambda$, 50λ , et 130λ .

Deux phénomènes distincts sont observés. Tout d'abord, directement à la surface du plasma, panneau **d**, des électrons sont éjectés à peu près dans la direction spéculaire. Puis au fur et à mesure de la propagation, panneaux **e** et **f**, une absence d'électrons se forme dans la direction spéculaire. On voit bien sur le panneau **c** qu'à la sortie de la zone de Rayleigh, plus aucun électron ne se propage dans la direction du laser.

On en déduit que l'interaction se fait en deux étapes :

1. Une première étape d'injection d'électrons dans le champ réfléchi par l'interaction laser-plasma. Ce processus se fait typiquement sur une distance d'une fraction de λ . Ces électrons proviennent de la surface électronique oscillante. Le panneau **b** schématise cette étape.
2. Une deuxième étape où ces électrons interagissent avec le laser réfléchi dans le vide sur une distance typique de $50-100\lambda$ (zone de Rayleigh). Le panneau **c** l'illustre.

14.2 Modèle en deux étapes

Les simulations PIC 2D ne peuvent pas entièrement décrire le phénomène car on ne perçoit que les mouvements électroniques dans le plan de polarisation du laser. Ainsi en 2D il est plus difficile de discriminer l'effet de la *VLA* par rapport à la force pondéromotrice (qui n'est pas influencée par la polarisation). Il est nécessaire de modéliser le processus de manière 3D. La

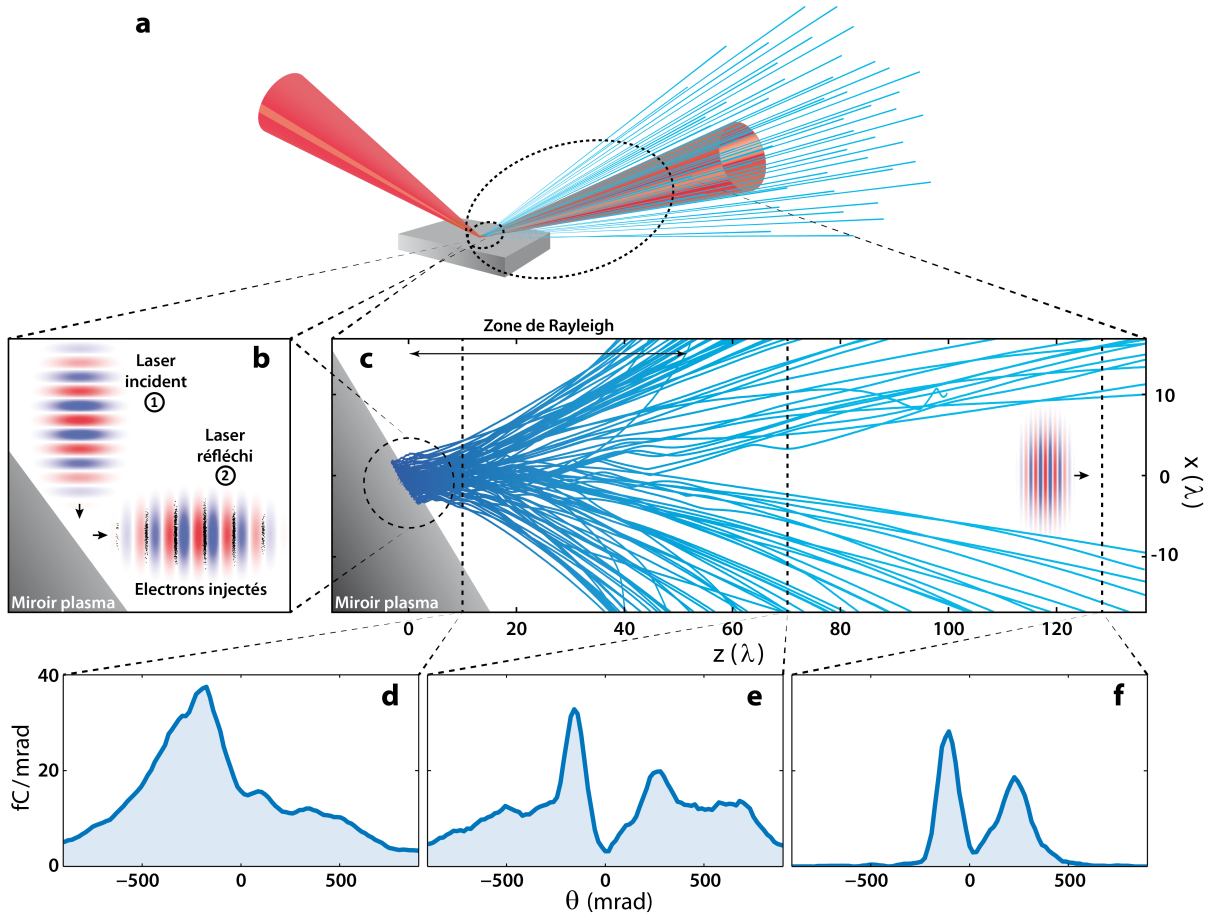


FIGURE 14.1: **Compréhension par simulation PIC 2D de l'accélération d'électrons vers le vide sur miroirs plasmas** – **a** – Schéma de principe. Ronds pointillés : deux zones d'intérêt. – **b** – Première zone d'intérêt : schématisation du fait qu'après réflexion du laser sur le miroir plasma, des électrons sont injectés dans le champ réfléchi à des phases précises. – **c** – Deuxième zone d'intérêt : en bleu sont tracées les trajectoires PIC 2D dans le vide des électrons éjectés vers le vide. – **d/e/f** – Profils angulaires de charge obtenus par simulation PIC 2D du faisceau d'électrons à différentes distances de la cible dans la direction spéculaire, respectivement $z = 10\lambda$, 70λ , et 130λ . – Simulation dans des conditions $L = \lambda/10$, $a_0 = 3$, réalisée par M.Thévenet.

simulation PIC 2D précédente motive une modélisation en deux étapes : l'injection des électrons au sein du champ réfléchi puis l'interaction laser-électron dans le vide.

14.2.1 Injection d'électrons au sein du faisceau laser réfléchi

Aucun modèle simple d'électrons éjectés dans le vide par les miroirs plasmas n'existe à ce jour. On prend donc le parti de connaître les conditions initiales de ceux-ci par une simulation PIC 1D. Pour des conditions d'interaction $L = \lambda/10$, $a_0 = 3$, $\tau_L = 25fs$, on considère éjectés vers le vide tous les électrons qui dépassent une distance $z = \lambda$ de la cible. La figure 14.2 présente la distribution temporelle de ces paquets d'électrons au sein du champ laser réfléchi.

Phase d'injection La figure 14.2a présente la distribution temporelle de charge normalisée des électrons éjectés vers le vide au sein du champ laser réfléchi. On constate que ces paquets d'électrons sont émis à des phases très précises du champ laser. Pour la suite, on prend cette phase comme phase de référence au sein d'un cycle optique, $\phi = 0$. On peut remarquer, par comparaison avec la figure 3.2 page 45, que ces instants d'émission des paquets d'électrons correspondent exactement à ceux où les impulsions attosecondes son émises en régime relativiste.

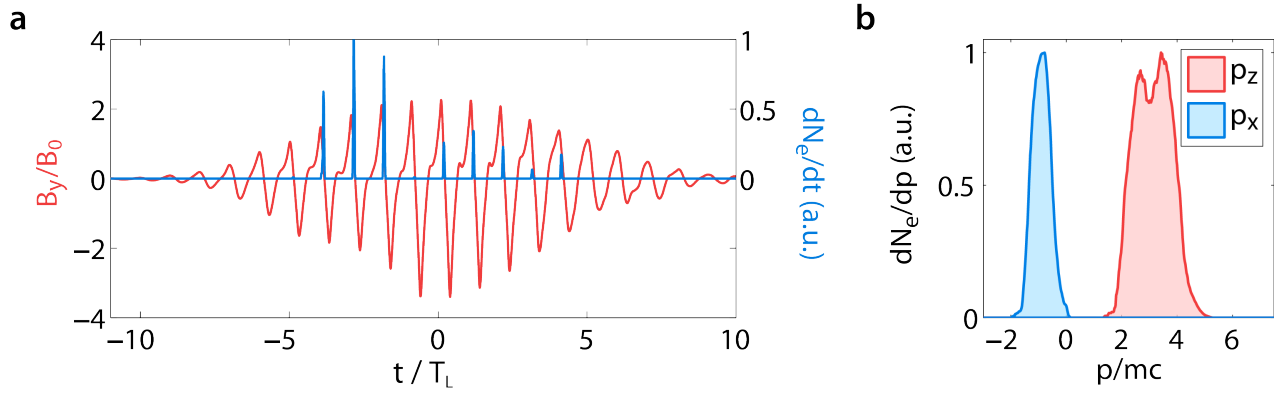


FIGURE 14.2: **Conditions d'injection des électrons dans le champ réfléchi** – **a** – Distribution temporelle des électrons dépassant une distance λ de la surface de la cible dans une simulation PIC 1D aux conditions $L = \lambda/10$, $a_0 = 3$. En rouge, champ réfléchi (déformé par effet Doppler). En bleu, densité électronique normalisée des électrons éjectés. – **b** – Impulsions p_x et p_z de ces électrons suivant les directions de polarisation et de propagation du laser.

Vitesse d'injection La figure 14.2b présente les distributions d'impulsions p_x et p_z dans les directions de polarisation et de propagation du laser des électrons éjectés. Ils ont un angle d'environ 20° par rapport à la direction spéculaire, et sont relativistes d'énergie initiale centrée autour de $E_0 \simeq 1.5 \text{ MeV}$ ($\gamma_0 \simeq 3$).

Ces conditions sont proches de celles théoriques optimales pour observer la *VLA*.

14.2.2 Interaction laser-électron dans le vide

Pour simuler l'interaction du laser avec les électrons, on utilise un code 3D pousseur de particules [140]. Le champ laser est supposé sinusoïdal : sa déformation due à la génération d'harmoniques est négligée. Son enveloppe spatio-temporelle est supposée gaussienne de caractéristiques : $a_0 = 2.5$ (pour prendre en compte le coefficient de réflexion du laser par le miroir plasma), $w_0 = 5 \mu\text{m}$, et $\tau_L = 25 \text{ fs}$. L'interaction entre les électrons est négligée, on peut donc simplement insérer un unique électron dans le champ laser avec les propriétés initiales désirées $(\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0, t_0)$. Le code 3D résout alors les équations relativistes du mouvement jusqu'à ce que l'électron sorte du champ, condition considérée comme remplie quand il est dans une zone où le champ est inférieur à 1% de son maximum. Ses propriétés finales $(\mathbf{r}_f, \mathbf{p}_f)$ sont alors connues.

Ce travail est réalisé avec $3 \cdot 10^6$ électrons dont la distribution initiale spatio-temporelle et d'impulsions est prise telle que déduite de la simulation PIC 1D de l'étape 1. La distribution des impulsions p_y est supposée de la même largeur que celle des p_x mais centrée en $\theta_y = 0^\circ$. Les résultats sont présentés en figure 14.3.

Deux populations d'électrons peuvent être discriminées suivant le nombre de cycles optiques laser N_{oc} qu'ils explorent.

Électrons pondéromoteurs

Suivant les conditions initiales d'injection, une première population explore plusieurs cycles optiques laser $N_{oc} \geq 3$. Un exemple de trajectoire d'un tel électron est présenté en trait pointillé dans le référentiel du laser en figure 14.3a. Le rond correspond à la position où il est considéré en dehors du champ laser. Sur le panneau b, en trait pointillé est présenté son facteur γ au cours du temps. L'électron gagne et perd de l'énergie lors de son transit d'un cycle optique à

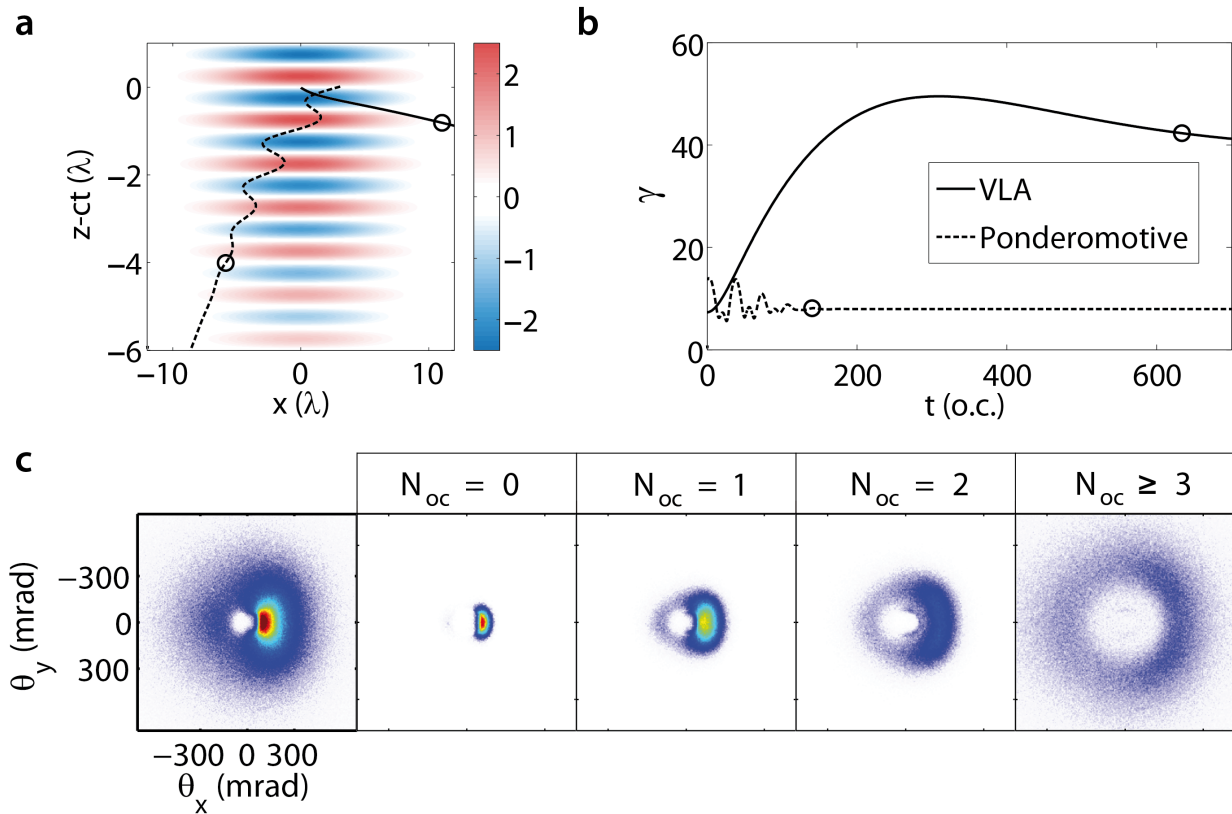


FIGURE 14.3: Résultats issus d'un code 3D pousseur de particules – **a** – Trajectoires d'un électron pondéromoteur et d'un électron *VLA*, en traits pointillé et plein, dans le référentiel du laser. Ronds : sortie de l'électron de la zone de champ. – **b** – Énergie relativiste (γ) des deux électrons du panneau **a** au cours du temps. Ronds : sortie de l'électron de la zone de champ. – **c** – À gauche, profil angulaire 2D final des $3 \cdot 10^6$ électrons dont la distribution initiale est donnée par la simulation PIC de l'étape 1. Du deuxième au dernier panneau, profils angulaires 2D des électrons qui ont exploré N_{oc} cycles optiques laser. – Travail réalisé par M.Thévenet.

l'autre. Il est rapidement éjecté, et son gain d'énergie final est très faible. Ce phénomène est caractéristique de la force pondéromotrice.

Les électrons de cette population sont éjectés de la zone de champ fort de façon isotrope comme illustré avec leur profil angulaire sur le panneau **c** de droite pour $N_{oc} \geq 3$.

Électrons *VLA*

Au contraire, une seconde population d'électrons explore moins d'un cycle optique $N_{oc} = 0$. Un exemple de trajectoire est présenté en trait plein figure 14.3a. L'électron *surfe* le front d'onde laser au sein duquel il a été éjecté initialement. Panneau **b**, il reste très longtemps en phase avec le laser (rond noir désignant la sortie du champ au delà de $t = 600$ cycles optiques). Poussé par le laser sur une distance de l'ordre de la zone de Rayleigh, il a un gain d'énergie très élevé. Ceci est caractéristique de la *VLA*.

Les électrons sont éjectés de la zone de champ fort suivant la direction de polarisation comme illustré sur le deuxième panneau **c** pour $N_{oc} = 0$.

Distributions

Évidemment les distributions des conditions initiales sont larges et il y a une transition progressive des électrons pondéromoteurs aux électrons *VLA* comme illustré en figure 14.3c

pour $N_{oc} = 1$ et $N_{oc} = 2$. Le profil angulaire total du faisceau d'électron est présenté sur le panneau de gauche.

14.2.3 Effet de la phase d'injection

Grâce au code 3D, on peut artificiellement modifier les conditions initiales pour en comprendre les répercussions sur le faisceau d'électrons final. La figure 14.4 présente le profil angulaire du faisceau pour $5 \cdot 10^5$ électrons. Les impulsions initiales suivant x sont considérées nulles et suivant z comme celles présentées figure 14.2b. La phase d'injection des électrons dans le champ laser est modifiée entre $\phi \in [0, 1.75\pi]$.

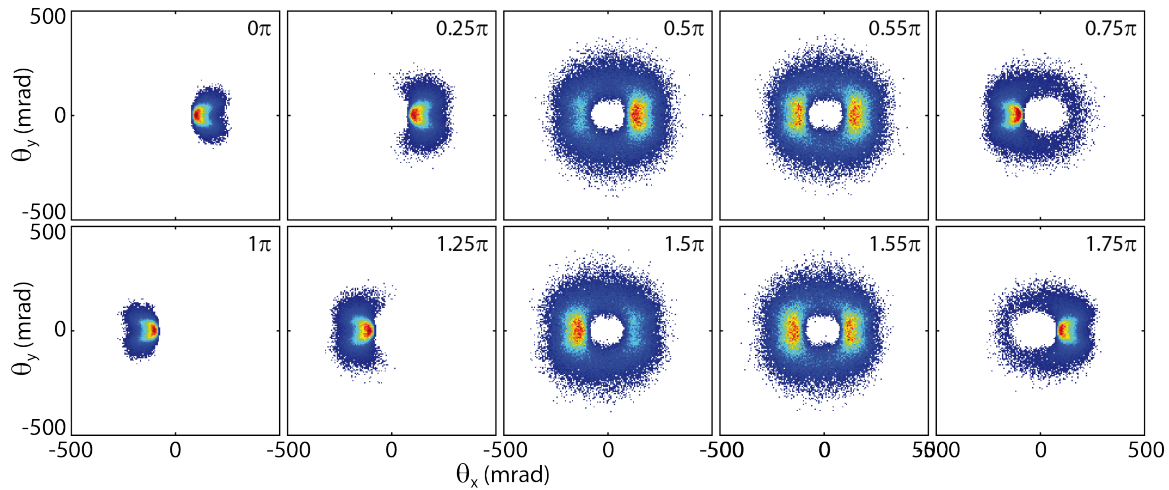


FIGURE 14.4: **Effet de la phase d'injection des électrons dans le champ laser réfléchi** – Profils angulaires en charge normalisée des faisceaux d'électrons pour des distributions des impulsions p_x et des temps d'injection de largeurs nulles. La phase d'injection est artificiellement variée pour $\phi \in [0\pi, 1.75\pi]$.

Le cas expérimental réel est une phase d'injection centrée en $\phi = 0\pi$, premier panneau figure 14.2a. Les électrons sont injectés sur un noeud du champ. Ils interagissent avec un demi cycle optique négatif et subissent principalement la force *VLA* : ils sortent de la zone de champ suivant la direction de polarisation pour des angles positifs. Ici, figure 14.4 pour $\phi = 0\pi$, il faut remarquer que l'absence d'électrons pondéromoteurs par rapport au cas réel (figure 14.3c) est due au fait que les distributions initiales du temps d'injection et des impulsions p_x sont de largeurs nulles ici.

Troisième panneau, pour $\phi = 0.5\pi$, les électrons sont injectés à un maximum du champ. Ils interagissent avec un demi cycle optique tout d'abord négatif puis positif. Ils subissent alors principalement la force pondéromotrice et sortent du champ de façon à peu près isotrope.

Pour $\phi = \pi$, le système est exactement symétrique à $\phi = 0\pi$, les électrons interagissent avec un demi cycle de signe opposé, ils subissent la force *VLA* et sortent suivant la direction de polarisation du côté opposé.

En conclusion, dans le cas des miroirs plasmas réels, l'injection des électrons au sein du champ réfléchi se fait pour un noeud du champ, $\phi = 0\pi$, ce qui est idéal afin d'observer la *VLA*.

Conclusion

L'éjection d'électrons relativistes sur miroirs plasmas peut se décomposer en deux étapes. Tout d'abord, l'interaction laser-plasma au niveau de la cible permet l'injection d'une partie des électrons au sein laser réfléchi à des phases précises du champ (sur un noeud), à peu près suivant la direction spéculaire, et à des vitesses relativistes ($E_0 \sim 1.5 MeV$). Dans un second temps, ces électrons interagissent dans le vide avec le champ laser réfléchi. On peut alors discriminer deux populations. Ceux qui n'ont pas une vitesse suffisante se déphasent de leur front d'onde d'injection et oscillent dans le champ. Ils sortent alors de la zone de champ fort de manière isotrope par la force pondéromotrice et ont un gain d'énergie modéré. D'autres électrons ont des vitesses initiales suffisantes pour interagir sur une longue distance avec le même front d'onde, ils sont alors accélérés par *VLA* de manière beaucoup plus efficace, et sortent du champ laser suivant la direction de polarisation.

Non seulement il est nécessaire que les paquets d'électrons injectés dans le champ laser réfléchi soient temporellement de l'ordre de la fraction de cycle optique, mais il faut également que la phase d'injection de ces paquets soit sur un nœud du champ pour que la *VLA* soit maximale. D'après les simulations PIC, c'est le cas pour l'injection par miroir plasma. De plus, notre étude montre alors qu'une fois l'interaction laser-électrons produite, le profil angulaire du faisceau d'électrons éjectés est significatif de la phase d'injection, voir figure 14.4.

En conclusion, il semble que les miroirs plasmas relativistes soient des injecteurs dans le champ laser réfléchi d'électrons dont les conditions initiales qui sont très proches de celles optimales afin d'observer la *VLA*.

Chapitre 15

Caractérisation expérimentale des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas

Le dispositif expérimental de mesure des profils angulaires 2D de charge $C(\theta_x, \theta_y)$ intégrés en énergies, expression 5.15, et les profils angulaires 1D de charge $C(\theta_x, E)$ résolus en énergie des faisceaux d'électrons issus des miroirs plasmas est présenté en figure 5.14 page 75.

Nous allons tout d'abord confronter le modèle présenté au chapitre précédent aux mesures expérimentales puis nous présenterons une étude paramétrique du faisceau d'électrons en fonction des conditions d'interaction.

15.1 Confrontation modèle - expérience

La figure 15.1 compare les mesures expérimentales, à gauche, aux données déduites du modèle en deux étapes, à droite, dans les mêmes conditions d'interaction : $a_0 \simeq 3$, $L \simeq \lambda/10$, $w_0 \simeq 5\mu m$. L'accord est frappant. Les profils angulaires du faisceau d'électrons, en haut, ont exactement les mêmes caractéristiques. Les énergies électroniques de part et d'autre du spéculaire le long de la direction de polarisation, en bas, sont centrées autour des mêmes énergies moyennes : $5MeV$ pour les électrons pondéromoteur (traits bleus), et $10MeV$ pour les électrons *VLA* (traits rouges). Sur le panneau **d**, la distribution énergétique des électrons directement après leur injection dans le champ laser réfléchi, déduite de la simulation PIC 1D et utilisée dans le modèle 3D, est tracée en trait pointillé vert. Elle est centrée autour de $1.5MeV$. Lors de l'interaction dans le vide entre ces électrons et le laser réfléchi, les électrons pondéromoteurs et *VLA* ont des gains moyens respectifs de $\Delta E \simeq 3.5MeV$ et $8.5MeV$.

D'après l'étude du chapitre précédent, la dissymétrie du profil angulaire expérimental par rapport à la direction spéculaire, panneau **a**, prouve qu'il n'y a pas uniquement un effet pondéromoteur lors de l'interaction laser-électrons dans le vide mais également de l'accélération par *VLA*. Ceci est confirmé par la mesure en énergie de part et d'autre du spéculaire suivant la direction de polarisation, panneau **b**. Enfin, le pic d'électrons collimaté, au niveau du carré rouge du panneau **a**, est la signature claire du fait que les paquets d'électrons sont éjectés du miroir plasma une fois par période laser, à une phase précise (pour un nœud du champ), et que leur largeur temporelle est d'une fraction de cycle optique (voir figure 14.4).

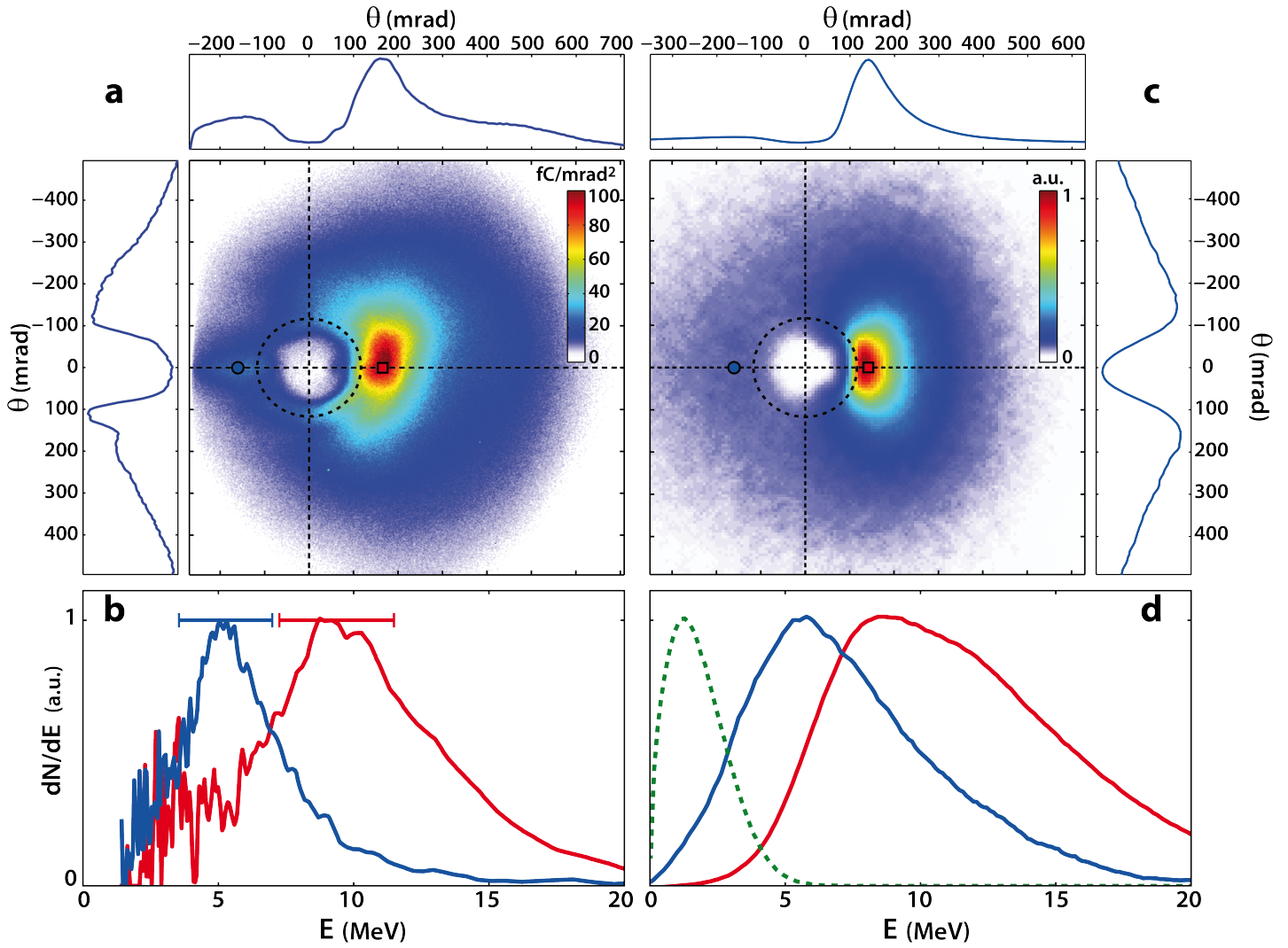


FIGURE 15.1: **Confrontation modèle-expérience pour les mêmes conditions d'interaction** – **a/c** – Profils angulaire 2D du faisceau d'électrons, pour une interaction avec $a_0 = 3$ et $L = \lambda/10$, obtenus expérimentalement et avec le modèle aux panneaux **a** et **c**. – **b/d** – Spectres en énergie normalisés des électrons de part et d'autre du spéculaire dans la direction de polarisation, aux positions modélisées par les ronds bleus et carrés rouges des panneaux supérieurs. Au panneau **d**, est ajouté en vert pointillé le spectre en énergie des électrons éjectés du miroir plasma avant leur interaction avec le laser dans le vide, obtenue par simulation PIC 1D et utilisée dans le modèle 3D.

Ce résultat est la première preuve claire d'observation expérimentale de *VLA*. Il fait l'objet d'une publication [141].

15.2 Étude paramétrique des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas

15.2.1 Intensité laser

La figure 15.2 présente le profil angulaire 2D de charge des faisceaux d'électrons issus des miroirs plasmas pour un angle d'incidence $i = 55^\circ$, une longueur de gradient de $L = \lambda/10$, et différents éclairagements laser sur cible de $a_0 \simeq 2$ à 3.

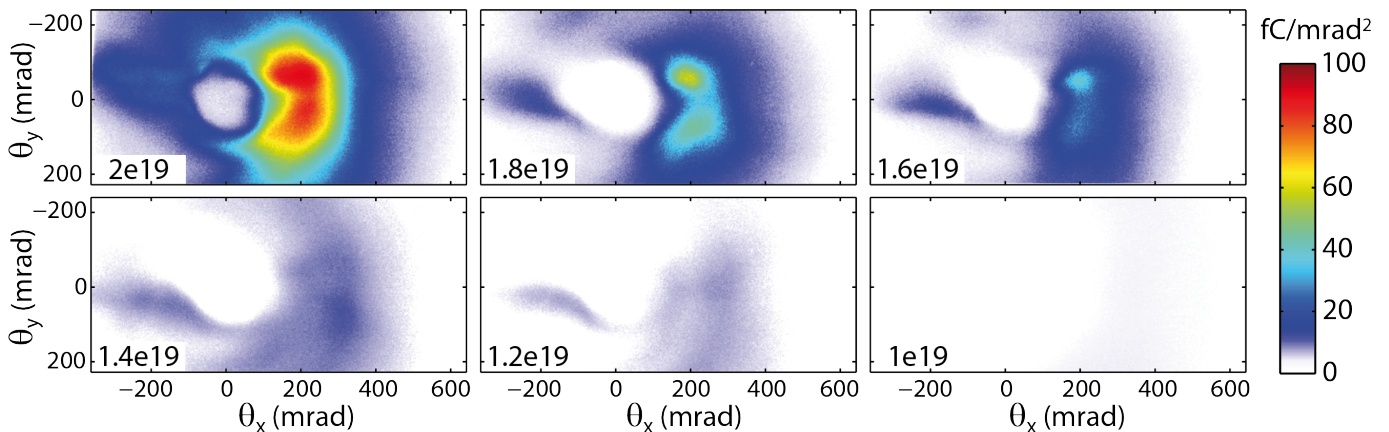


FIGURE 15.2: **Faisceaux d'électrons émis pour différentes intensités laser** – Profils angulaires 2D intégrés en énergies des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas de longueur de gradient $L \simeq \lambda/10$ pour des intensités laser (en bas à gauche de chaque panneau en W/cm^2) de $I \simeq 10^{19}$ à $2.10^{19} W/cm^2$ (soit $a_0 \simeq 2$ et 3).

On constate que l'observation d'électrons énergétiques ($E > 0.2 MeV$) issus des miroirs plasmas n'est possible qu'aux plus forts éclairagements, $a_0 > 2$. Ceci pour deux raisons : à plus faible éclairage, d'une part la *VLA* est plus faible, et d'autre part les électrons sont injectés au sein du laser réfléchi avec des énergies initiales plus faibles.

15.2.2 Longueur de gradient

Profils angulaires

La figure 15.3 présente le profil angulaire 2D des faisceaux d'électrons relativistes, émis pour un éclairage laser maximal $a_0 \simeq 3$, en fonction de la longueur de gradient $L \in [0, 1.1\lambda]$.

Le signal est très faible à gradient court, passe par un maximum, puis diminue. Ce maximum se trouve pour un gradient très raide, autour de $L = \lambda/10$. Sa charge est de l'ordre de $\simeq 10 nC$ sur tout le faisceau, et de $\simeq 3-4 nC$ uniquement dans le faisceau collimaté.

Il faut remarquer que pour les tirs expérimentaux réalisés sans l'utilisation du DMP, voir section 5.1.1, le signal relevé était extrêmement faible. Ceci démontre que le contrôle précis du gradient court est indispensable pour cette expérience, condition non remplie dans les expériences des références [135, 136, 137, 138, 139].

Deux régimes d'accélération

En figure 15.3, on observe deux types de profils de faisceaux d'électrons suivant la longueur de gradient.

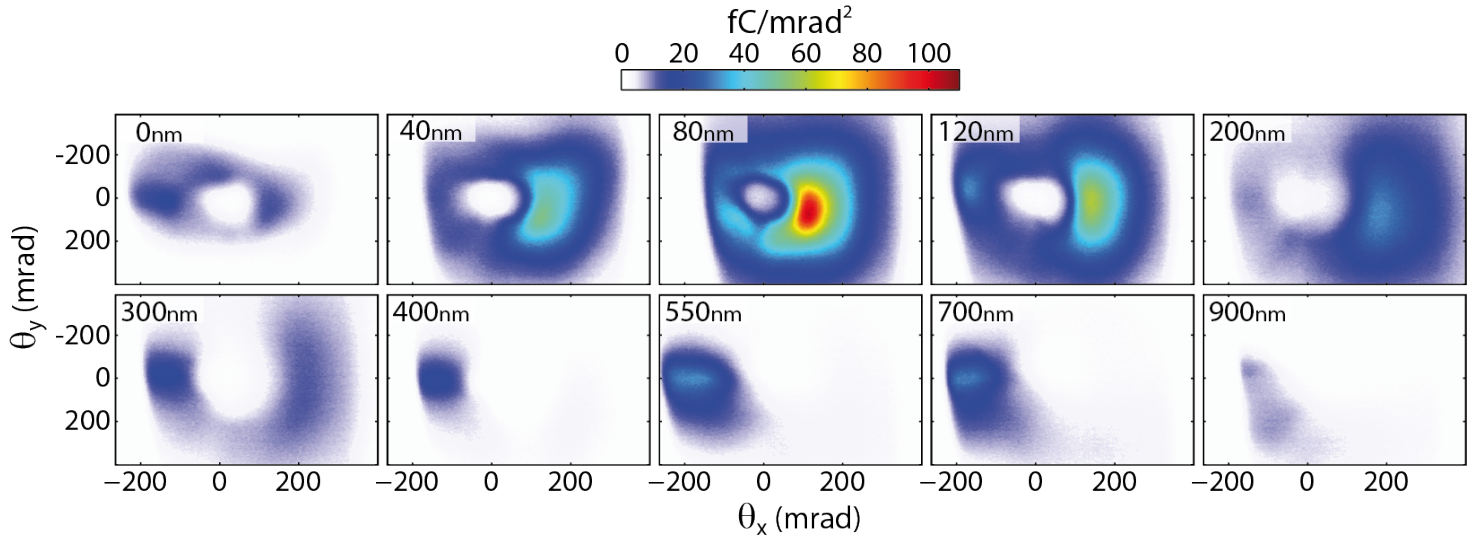


FIGURE 15.3: **Faisceaux d'électrons pour différentes longueurs de gradient** – Profils angulaires 2D intégrés en énergie de faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas pour un éclairage $a_0 = 3$ et des différentes longueurs de gradient (en haut à gauche de chaque panneau) de $L = 0\lambda$ à 1.1λ .

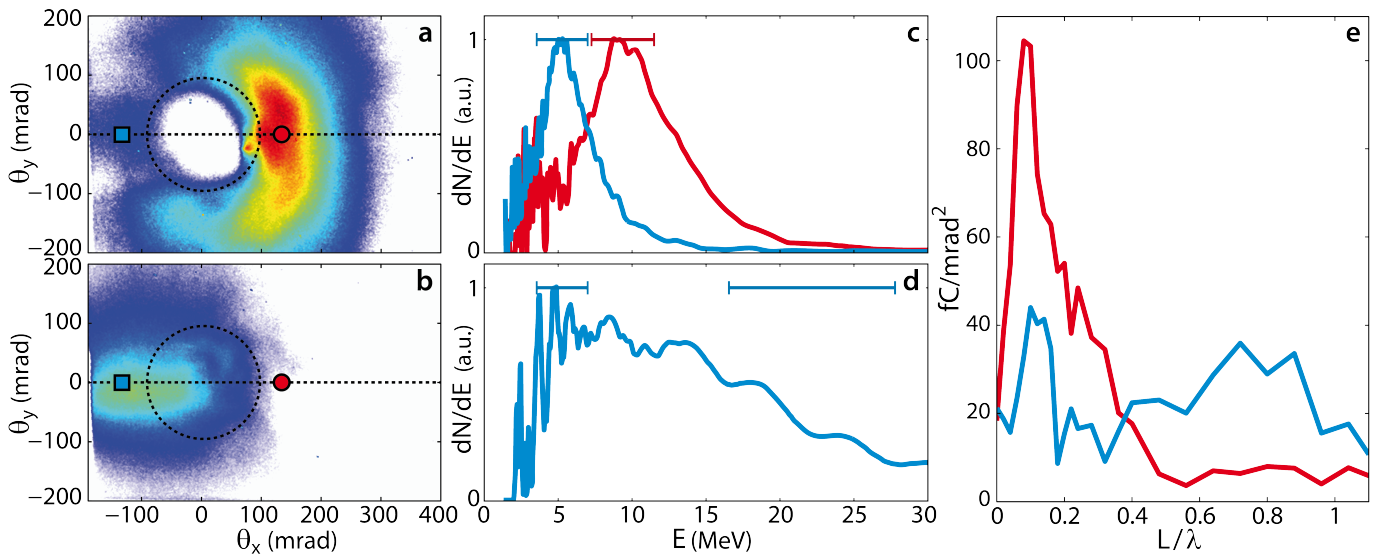


FIGURE 15.4: **Deux régimes d'accélération** – **a/b** – Profils angulaires 2D intégrés en énergies des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas à gradient optimum $L \simeq \lambda/10$, panneau **a**, et gradient long $L \simeq 0.9\lambda$. Le rond noir pointillé représente la divergence du laser réfléchi. – **c/d** – Spectres en énergie normalisés des électrons émis de part et d'autre du spéculaire suivant la direction de polarisation au niveau du carré bleu et rond rouge des panneaux **a** et **b**. Les panneaux **c** et **d** correspondent aux conditions des panneaux respectifs **a** et **b**. – **e** – Charge par unité d'angle solide de chaque partie du faisceau d'électrons autour du carré et du rond des panneaux **a** et **b**, en fonction de la longueur de gradient.

Il semble qu'il y ait deux régimes d'accélération l'un à gradient court (ou gradient qui optimise la charge du faisceau) et l'autre à gradient long. Le mécanisme d'accélération à gradient optimal est expliqué au chapitre précédent. Les caractéristiques du faisceau émis sont rappelées aux panneaux **a** et **c** figure 15.4. La mesure en énergie de part et d'autre du spéculaire suivant la direction de polarisation est moyennée sur trois tirs successifs, comme présenté en annexe E figure E.1.

Avec l'augmentation de la longueur de gradient, figure 15.3, le signal diminue puis ré-

augmente autour de $L \simeq 0.8\lambda$. Comme présenté en figure 15.4**b**, le profil angulaire du faisceau est ici totalement différent. Il n'y a plus d'absence d'électrons au niveau du laser réfléchi, mais uniquement un faisceau suivant la direction de polarisation du laser qui part de la tangente à la cible jusqu'à la direction spéculaire. De plus, ce faisceau d'électrons est extrêmement énergétique $E_b > 20\text{-}30\text{MeV}$ comme le révèle la mesure présentée au panneau **d**.

La figure 15.4**e** présente la charge par unité d'angle solide de chacune de ces sous-parties du faisceau (d'un côté ou de l'autre du spéculaire suivant la direction de polarisation) en fonction de la longueur de gradient. La charge du faisceau collimaté (rond et courbe rouges) passe très nettement par un optimum en $L \simeq \lambda/10$, d'environ $C_r = 100\text{fC/mrad}^2$, puis devient quasiment nulle autour de $L \simeq 0.4\lambda$. La charge du faisceau du côté de la tangente à la cible (carré et courbe bleus) augmente pour le même gradient optimal (gradient pour lequel la charge totale émise est maximale dans toutes les directions) puis diminue pour $L \simeq 0.3\lambda$ et ré-augmente significativement à environ $C_b \simeq 40\text{fC/mrad}^2$ autour de $L \simeq 0.8\lambda$.

En conclusion, il y a deux régimes d'accélération, l'un à gradient court et l'autre à long. Le régime gradient long n'est pas encore compris. Des études complémentaires sont en cours.

15.2.3 Angle d'incidence

La variation de la longueur de gradient a été réalisée pour différents angles d'incidences $i \in [35^\circ, 70^\circ]$ sur un même scintillateur, le même jour. Pour chaque angle, la vitesse d'expansion du gradient est mesurée, voir méthode section 5.3.3.

La figure 15.5**a** présente sur une même échelle de couleur les profils angulaires du faisceau d'électrons à chaque angle, pour un gradient nul, le gradient qui optimise la charge totale, et un gradient long. Plus l'angle d'incidence est important, plus la divergence totale du faisceau est faible, et plus le signal est élevé. Le panneau **b** présente la charge par unité d'angle solide du faisceau collimaté (suivant la direction de polarisation du côté de la normale à la cible) en fonction de la longueur de gradient pour tous les angles d'incidences. Indiquée sur ce panneau en trait pointillé noir, on peut relever à quelle longueur de gradient a lieu l'optimum, panneau **c**, ainsi que sa charge maximale, panneau **d**. Plus l'angle d'incidence i est élevé, plus le gradient qui optimise la charge totale est faible : $L_{op} \simeq 0.23\lambda$ et 0.07λ pour $i = 35^\circ$ et 70° . Dans le même temps, la charge maximale par unité d'angle solide augmente significativement, de 40fC/mrad^2 pour $i = 35^\circ$ à 110fC/mrad^2 pour $i = 70^\circ$.

L'analyse des spectres en énergie des électrons en fonction de l'angle d'incidence est en cours.

15.2.4 Stabilité

Il faut souligner une propriété importante de ces faisceaux qui peut être utile s'ils sont utilisés en tant que source pour d'autres expériences : leur stabilité. La figure 15.6 présente six tirs dans les mêmes conditions d'interaction, consécutifs ou réalisés des jours différents.

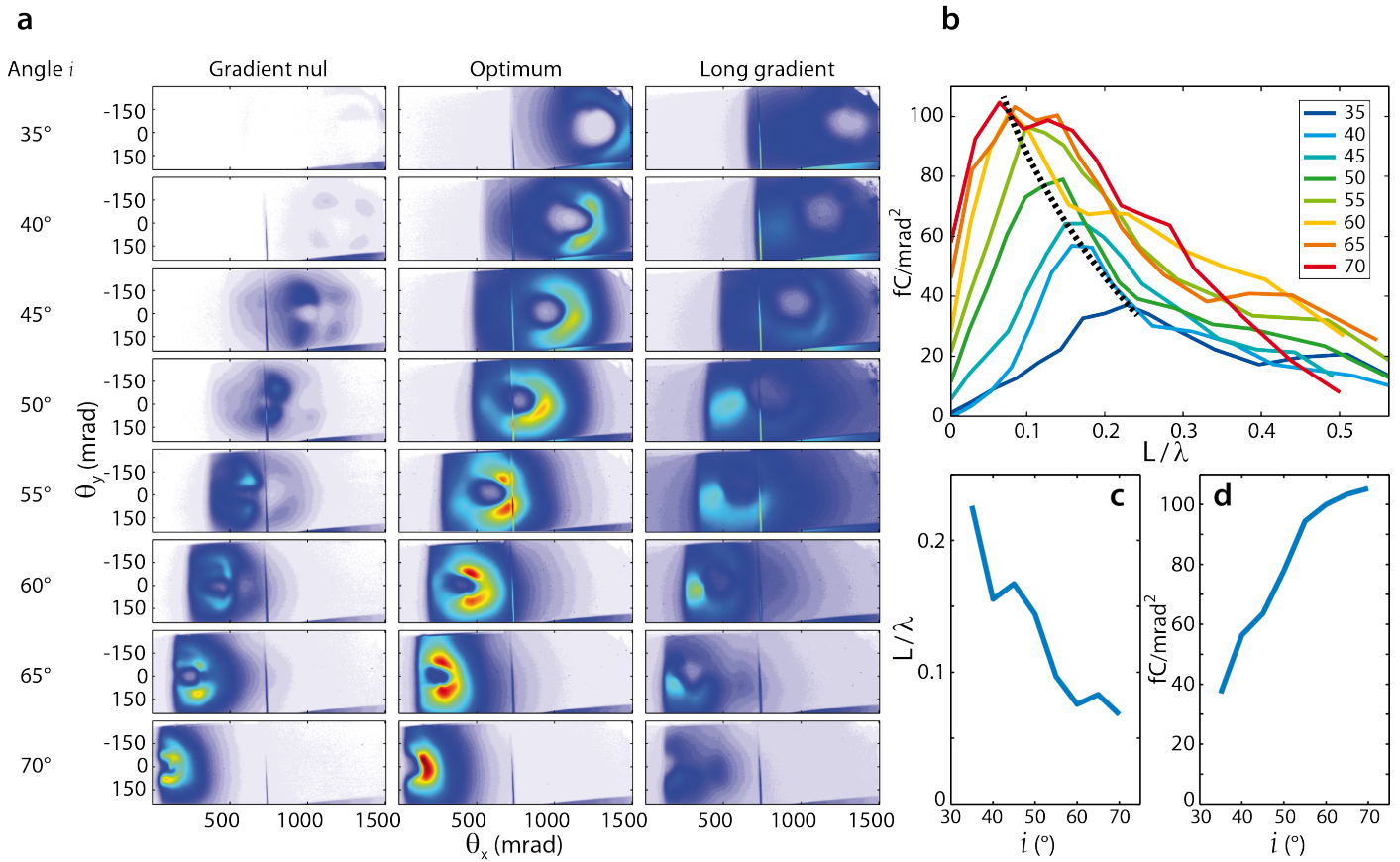


FIGURE 15.5: **Faisceaux d'électrons en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur de gradient** – **a** – Sur une même échelle d'intensité, profils angulaires 2D intégrés en énergie des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas pour différents angles d'incidence $i \in [35^\circ, 70^\circ]$ pour trois longueurs de gradient différentes correspondant à un gradient nul à gauche, le gradient qui optimise la charge totale du faisceau au milieu, et un gradient tel que l'on soit dans le régime gradients longs à droite. – **b** – Charge par angle solide du sous-faisceau collimaté en fonction de la longueur de gradient pour tous les angles d'incidence. – **c/d** – Mesurés sur le panneau **b**, longueur de gradient et charge par unité d'angle solide maximale de l'optimum du faisceau en fonction de l'angle d'incidence.

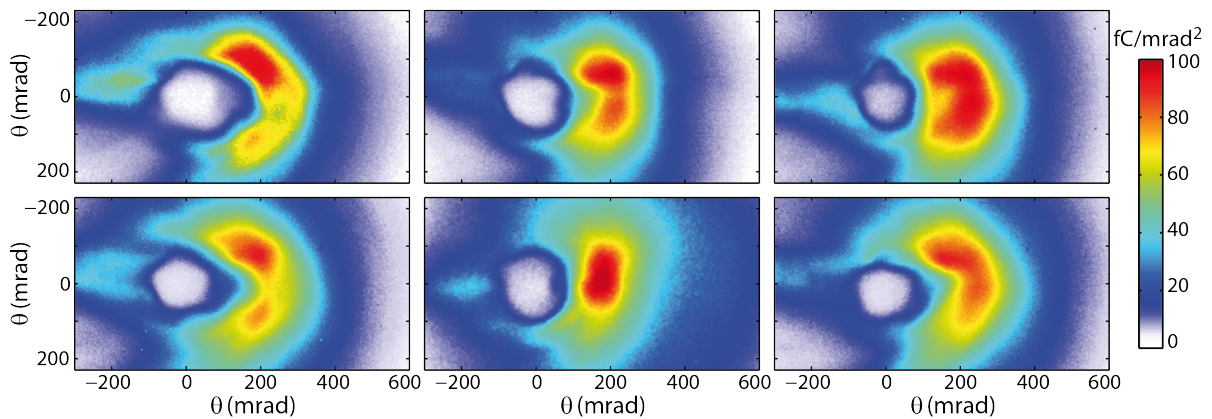


FIGURE 15.6: **Stabilité du faisceau** – Profils angulaires 2D intégrés en énergie des faisceaux d'électrons émis sur miroirs plasmas pour les mêmes conditions d'interaction ($a_0 = 3$, $L \simeq \lambda/10$) pour des tirs expérimentaux consécutifs ou des jours différents.

Conclusion

Les miroirs plasmas en régime relativiste sont une source de paquets d'électrons relativistes de haute charge. La longueur de gradient a une importance capitale lors de l'interaction. Le faisceau d'électrons est optimisé en charge $\sim 10nC$ et énergie $\sim 10MeV$ à gradient très raide $L \simeq \lambda/10$, puis le signal diminue et ré-augmente à gradient long $L \sim \lambda$ avec une charge plus faible mais une énergie très élevée $\sim 30MeV$.

La confrontation entre l'étude théorique du chapitre précédent et expérimentale a permis d'expliquer le mécanisme d'accélération pour le gradient qui optimise la charge du faisceau. Cependant, le mécanisme d'accélération à gradient long n'est pas encore compris. Des études complémentaires sont en cours.

Chapitre 16

Corrélation électrons - harmoniques relativistes

Le gradient qui optimise la charge du faisceau d'électrons relativistes est d'environ $L \simeq \lambda/10$, ce qui est également le gradient qui optimise l'efficacité de génération des harmoniques relativistes, voir figure 3.8 page 52.

Nous avons vérifié de façon quantitative cette hypothétique corrélation en mesurant à la fois le profil angulaire du faisceau d'électrons et le profil angulaire résolu spectralement du faisceau harmonique sur les mêmes tirs expérimentaux. Ceci est rendu possible par l'absence d'électrons au niveau du laser réfléchi. Ainsi il suffit de faire un trou dans l'écran scintillateur lanex dans la direction spéculaire, et on peut à la fois mesurer la charge du faisceau d'électrons collimaté et le spectre harmonique généré lors de la même interaction. Le dispositif expérimental est présenté en figure 16.1.

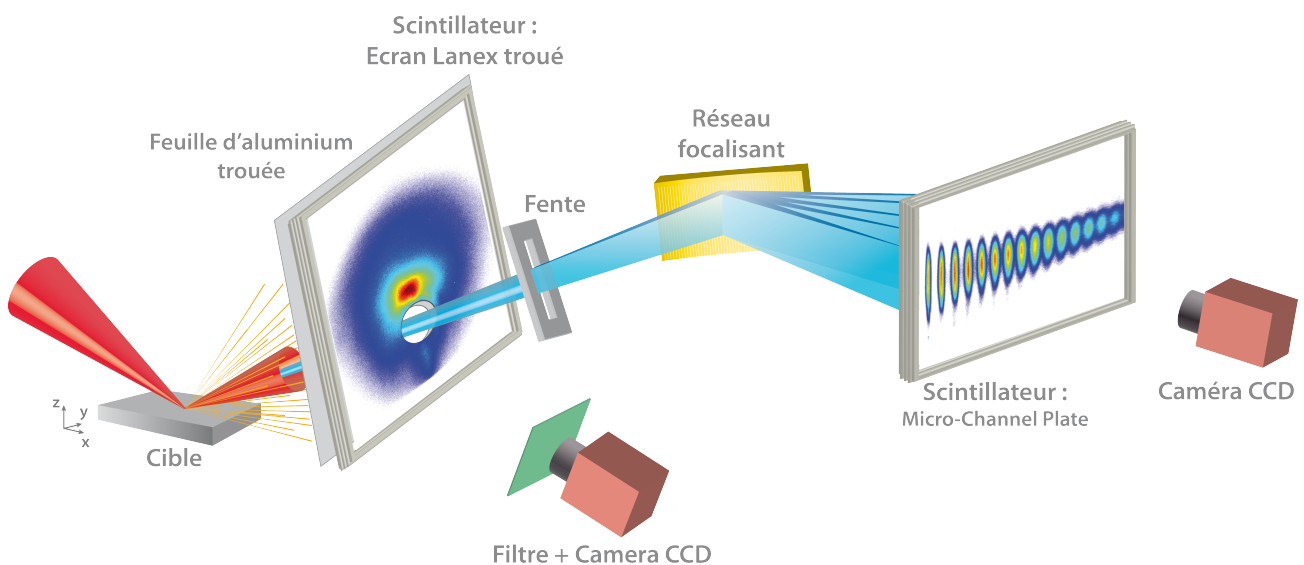


FIGURE 16.1: **Dispositif expérimental pour la mesure simultanée des profils 2D du faisceau d'électrons et 1D résolu spectralement du faisceau harmonique.** – Schéma identique à ceux vu en figures 5.13 et 5.14a avec un trou dans le scintillateur lanex pour laisser passer le faisceau laser.

La figure 16.2 présente les efficacités normalisées des faisceaux d'électrons et d'harmoniques relativistes pour les mêmes tirs expérimentaux en fonction de la longueur de gradient.

Le panneau **a** présente le spectre au centre du faisceau réfléchi en fonction de la longueur de gradient. Le panneau **b** présente le profil angulaire 1D dans la direction de polarisation du

laser (en $\theta_y = 0$) du faisceau d'électrons en fonction de la longueur de gradient. Sur la droite de l'image, on voit le faisceau collimaté passer par un maximum puis diminuer. Le trait noir pointillé souligne le fait que c'est pour le gradient qui optimise la charge du faisceau d'électrons que les ordres harmoniques les plus élevés sont plus intenses. Le panneau **c** présente l'intensité normalisée des harmoniques d'ordres $n = 20$ à 25 en bleu, et du faisceau d'électron collimaté en rouge, en fonction de la longueur de gradient. Le maximum d'efficacité est identique pour les deux processus. Les mêmes mesures réalisées pour différents angles d'incidences sont en cours d'analyse.

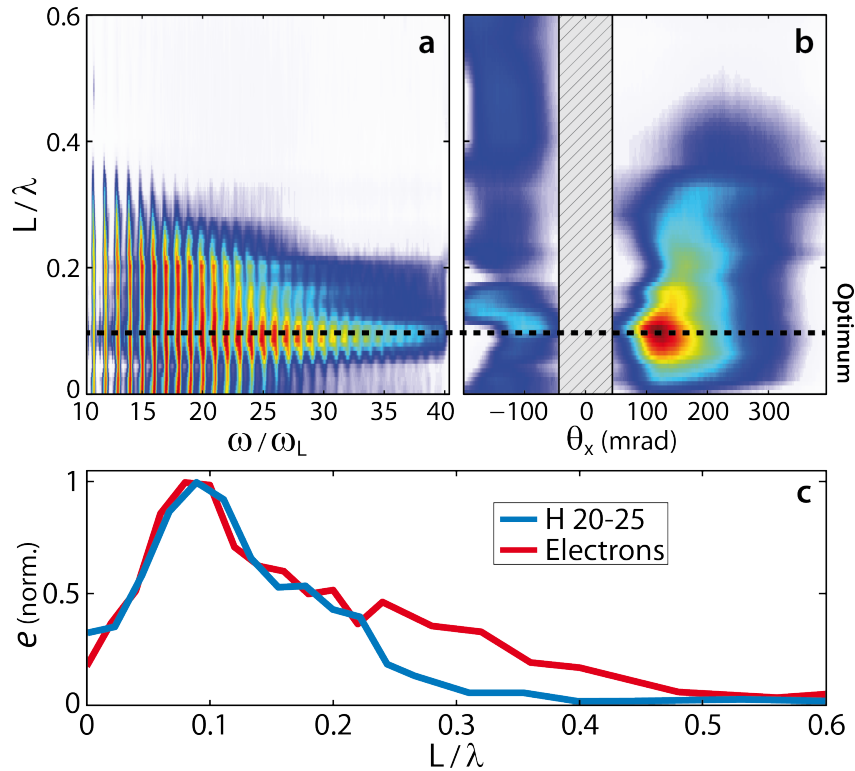


FIGURE 16.2: **Mesure simultanée des efficacités de génération d'harmoniques et d'électrons relativistes pour $a_0 = 3$** – **a** – Spectre au centre du faisceau laser réfléchi en fonction de la longueur de gradient. – **b** – Profil angulaire 1D intégré en énergie du faisceau d'électrons suivant la direction de polarisation du laser dans la direction spéculaire, en fonction de la longueur de gradient. – **c** – Efficacités normalisées des harmoniques d'ordre $n = 20$ à 25 en bleu, et du faisceau d'électrons collimaté en rouge, en fonction de la longueur de gradient.

Les gradients qui optimisent les efficacités de génération des harmoniques ROM et des faisceaux d'électrons issus des miroirs plasmas sont identiques. Il semble très clairement que ces deux mécanismes sont liés. En effet, nos études montrent que la phase d'émission des impulsions XUV et des paquets d'électrons est identiques, voir les figures 3.2**b** et 14.2**a** (pages 45 et 193). La figure 3.3 page 45 l'illustre parfaitement. On y voit nettement à chaque cycle optique l'émission d'une impulsion attoseconde, en bleu, et au même instant l'éjection d'un paquet d'électrons vers le vide, en orange clair. Cet instant correspond précisément au moment où le miroir plasma a une vitesse maximale vers le vide. Nous pensons que ce sont ces mêmes jets d'électrons qui émettent l'impulsion XUV.

En conclusion, les électrons accélérés sur miroirs plasmas et les harmoniques ROM sont deux processus liés. Leur étude participe à une meilleure compréhension de l'interaction. De plus, les miroirs plasmas en régime relativiste sont à la fois une source XUV et d'électrons relativistes de haute charge ; ces deux sources sont synchronisées et uniquement séparées d'environ 150mrad .

Conclusion et perspectives

Source d'harmoniques d'ordre élevé

Depuis le début des recherches sur la génération d'harmoniques sur cibles solides, deux mécanismes ont été découverts suivant que le régime soit relativiste (ROM) ou non (CWE). Des études théoriques et numériques ont permis de les comprendre et de développer des modèles analytiques des propriétés de phase de ces sources. De plus, des travaux expérimentaux ont déterminé les propriétés des faisceaux diffractés suivant les paramètres d'interaction. Nous avons ici fait le lien entre ces deux études.

Au cours de cette thèse, un nouveau degré de contrôle de l'interaction par structuration du pré-plasma a rendu possible l'adaptation de la ptychographie à ce système afin de mesurer directement le profil spatial des champs harmoniques au niveau de la cible à partir des profils angulaires en intensité des faisceaux diffractés. Ce travail a ainsi établi un lien très précis entre la mesure expérimentale et les travaux théoriques en démontrant la description fidèle des mécanismes par les modèles développés précédemment.

Cette meilleure compréhension de la génération harmonique est un pas en avant important vers le contrôle et le développement de sources XUV générées sur cibles solides pour des applications plus avancées. De plus, la détermination de la phase spatiale harmonique est également une mesure de la dynamique électronique et ionique du miroir plasma qui permet d'approfondir nos connaissances fondamentales de l'interaction lumière-matière à ultra-haute intensité.

Source d'électrons relativistes

En parallèle, au cours de ce doctorat l'étude des propriétés angulaires et en énergie des faisceaux d'électrons relativistes éjectés vers le vide depuis un miroir plasma a mis en évidence expérimentalement pour la première fois de façon claire l'accélération d'électrons par un laser dans le vide, ou *VLA*. Ce mécanisme a été très étudié théoriquement depuis plus d'une vingtaine d'années. Mais son observation expérimentale représentait jusqu'à présent un grand défi du fait des conditions particulières d'injection à atteindre. Les miroirs plasmas résolvent ce problème grâce à une injection directement à des énergies relativistes, et cela à des phases précises, au sein du champ laser réfléchi à l'endroit où il est le plus intense. Nous avons montré que le contrôle de la longueur de gradient est essentiel pour maîtriser cette source, ce qui explique que cette observation en apparence très simple n'ait pas été faite auparavant.

Malgré des énergies électroniques encore deux ordres de grandeur plus faibles que celles atteintes sur les cibles gazeuses (de l'ordre du *GeV*) avec des laser similaires, ceci est une première étude qui ouvre une voie très prometteuse vers de nouveaux types d'accélérateurs. En effet, la *VLA* permet d'atteindre des champs accélérateurs plus de cent fois supérieurs à ceux obtenus par sillage laser dans un plasma. De plus, les mesures ont montré que le nombre d'électrons accélérés est bien plus conséquent sur cibles solides ($\sim 10nC$) que sur cibles gazeuses (\sim quelques $100pC$) du fait de la haute densité du plasma.

Des études complémentaires sont à présent nécessaires pour totalement comprendre les mécanismes en jeu, notamment au niveau de l'injection, et pour développer des sources d'électrons relativistes de cette manière pour des applications plus avancées.

Les miroirs plasmas relativistes

En conclusion, comme illustré en figure 16.3, les miroirs plasmas relativistes sont des sources à la fois d'impulsions attosecondes/XUV intenses, produites par génération d'harmoniques d'ordre élevé, et de faisceaux d'électrons relativistes de haute charge. Ces deux faisceaux sont synchrones et séparés uniquement d'une centaine de milliradians. En outre, ces deux sources sont optimisées pour les mêmes conditions d'interaction (longueur de gradient $L \sim \lambda/10$). Les miroirs plasmas constituent donc des sources ultrarapides aux propriétés remarquables et uniques, qui pourraient par exemple permettre de sonder par diffraction électronique résolue en temps des systèmes préalablement excités par des impulsions lumineuses attosecondes intenses. Bien qu'ambitieuses, de telles applications ne requièrent pas des énergies d'électrons de plus que quelques MeV, et pourraient donc en principe déjà être mises en oeuvre avec les lasers UHI actuels.

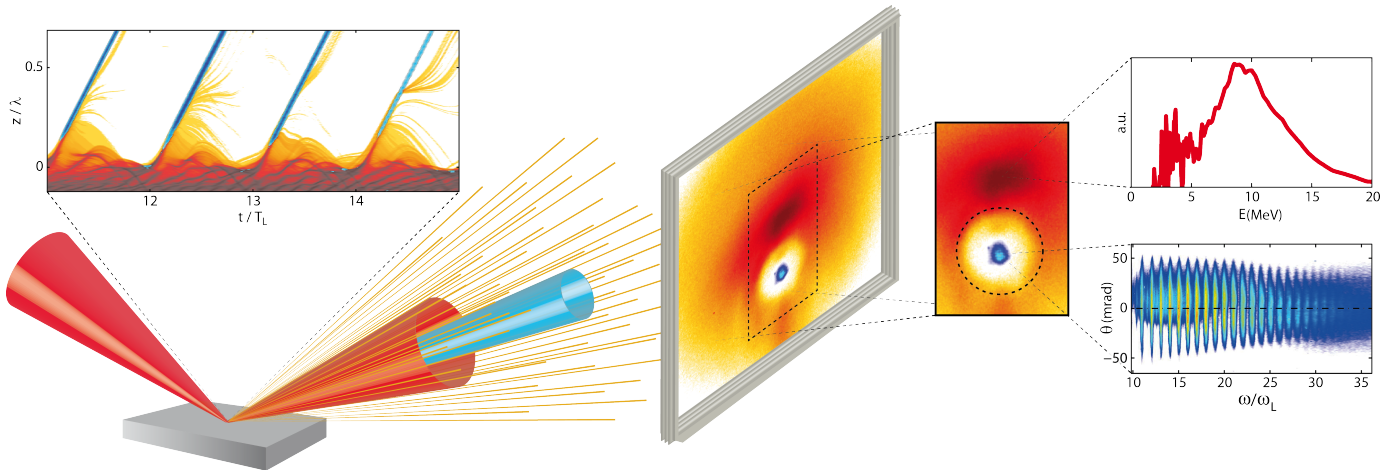


FIGURE 16.3: **Les miroirs plasmas relativistes** – En bas à gauche, schéma de principe de la réflexion d'une impulsion laser sur une cible solide avec émission XUV et d'électrons relativistes. – En haut à gauche, zoom sur l'interaction : simulation PIC 1D qui présente le miroir électronique oscillant sous l'effet du laser incident (densité en orange). Les électrons éjectés vers le vide sont visibles à chaque cycle. En bleu, est filtré le champ XUV émis dans la direction spéculaire. – Au milieu, profils angulaires superposés des faisceaux XUV (bleu) et d'électrons (orange). – À droite, spectre en énergie normalisé des électrons au centre du faisceau collimaté en haut, et profil angulaire résolu spectralement du faisceau harmonique en bas (mécanisme ROM).

Les réseaux plasmas

Au cours de ce doctorat, une nouvelle méthode de contrôle de l'interaction laser-plasma a été développée et exploitée : les réseaux plasmas transitoires. Cette méthode ouvre des perspectives intéressantes pour le développement de la plasmonique à ultrahaute intensité laser.

En effet, de récentes recherches au sein du groupe PHI sur l'interaction de lasers UHI avec des réseaux solides pré-gravés ont montré des augmentations significatives de l'énergie des ions et électrons relativistes, du fait de l'excitation par le champ laser de plasmons de surface [74, 75]. Cependant, dans ces travaux aucune optimisation sur la longueur de gradient grâce à une pré-impulsion n'est réalisée. Or, notre étude expérimentale, présentée au chapitre 15, montre que le faisceau d'électrons relativistes n'est pas optimisé pour un gradient nul $L = 0\lambda$ mais pour

$L \simeq \lambda/10$. De plus, comme nous avons vu annexe B, ce contrôle est difficile sur les structures pré-gravées et nécessite des études complémentaires.

Il semble donc que les réseaux plasmas soient une solution idéale afin d'exciter des ondes de surface grâce à une structure périodique, tout en optimisant la longueur de gradient. Des études dans cette voie sont en cours. En outre, ces réseaux plasmas générés optiquement permettent d'avoir une période spatiale et une profondeur de réseau adaptables, ainsi qu'une maîtrise simple de la position d'interaction du faisceau principal sur le réseau, ce qui est difficile à réaliser sur une structure pré-gravée.

Comme présenté au chapitre 10, ce schéma de structuration peut être complété pour créer des structures plasmas plus complexes qu'une simple modulation sinusoïdale. Grâce à une lame OAM, nous avons pu créer des *réseaux fourches plasmas* et les utiliser pour induire de la vorticité sur des faisceaux laser ultra-intenses ainsi que sur les harmoniques d'ordre élevé générés à leur surface. Ceci fait l'objet d'une publication en cours de soumission. De plus, un plus grand nombre de pré-impulsions peut amener à la création de réseaux plasmas blaz s ou de structures damiers. Ce nouveau type d'optiques pour les hautes intensités sont les *hologrammes plasmas*.

Métrologie de l'interaction laser-plasma

Les réseaux plasmas nous ont également permis de transposer la ptychographie à l'interaction laser-plasma à ultra-haute intensité. Cette nouvelle méthode de mesure fournit une piste pour aborder l'un des problèmes majeurs restant à résoudre dans l'étude des miroirs plasmas : comment mesurer précisément la durée des impulsions attosecondes générées ? Une possibilité consisterait à effectuer des mesures de type ptychographiques, similaires à celles réalisées durant cette thèse, en y ajoutant une résolution temporelle. Cette résolution temporelle pourrait être obtenue en utilisant non plus sur un objet diffractant quasi-statique, tels que les réseaux plasmas, mais sur un objet dynamique. Pour obtenir une résolution attoseconde, l'évolution temporelle de cet objet doit cependant être extrêmement rapide. Une possibilité, récemment démontrée expérimentalement dans les gaz à des intensités plus faibles [142], consiste à utiliser comme objet diffractant un '*réseau optique transitoire*', produit par la superposition de deux champs laser de fréquences différentes (ω et 2ω par exemple). De telles expériences sont actuellement en préparation au sein du groupe PHI.

Perspectives sur les très grandes installations lasers

La technologie des lasers ultrabrefs de haute puissance va continuer de se développer et de progresser dans les années à venir. Des projets tels que ELI ou APPOLON ($15fs$, $150J$) vont bientôt fournir des impulsions multi-p tawatts. Les régimes d'interaction atteints seront encore plus extrêmes et permettront de nouvelles expériences passionnantes. Les miroirs plasmas y joueront un grand rôle, que ce soit pour créer de nouveaux types de sources afin de sonder la matière, ou bien comme système modèle pour la compréhension fondamentale de l'interaction laser-matière à ultrahaute intensité. Des questions spécifiques se posent pour les miroirs plasmas : quels seront les mécanismes de génération d'harmoniques aux intensités extrêmes ? Peut-on accélérer des électrons par *VLA* jusqu'à des énergies de l'ordre du *GeV* sur seulement quelques dizaines de micromètres ? Le schéma de ptychographie à ultra-haute intensité développé au cours de cette thèse, grâce à la structuration optique de plasmas denses, permet de mesurer l'interaction directement au niveau de la cible. Il donne ainsi accès à des informations inaccessibles jusqu'alors. Il est a priori transposable aux futures expériences qui seront réalisées sur ces grandes installations, et devrait donc y être d'une grande utilité.

Annexes

Annexe A

Simulations hydrodynamiques 1D de l'expansion du pré-plasma

A.1 Simulations hydrodynamiques 1D

A.1.1 Le code ESTHER

Le code ESTHER (EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement), développé au CEA DAM / DPTA [68], est un code lagrangien 1D qui permet d'étudier l'évolution d'empilement de milieux différents qui passent de la phase solide à la phase plasma sous l'effet d'une impulsion laser intense. Il prend en compte le dépôt d'énergie laser, l'évolution hydrodynamique des matériaux fluides et solides, etc, grâce à de très nombreuses données thermodynamiques allant du solide au plasma : équations d'état, conductivités, opacités, émissivités, fréquences d'ionisation, de collision, etc.

A.1.2 Cible de Silice

Comme illustré en figure A.1, suivant la normale à la cible z , on simule l'empilement de trois couches. À l'arrière de la cible on laisse une épaisseur de $1mm$ de vide au cas où elle soit poussée par la pression de radiation (ce n'est pas le cas ici, car la cible est trop épaisse). Les couches numéro 1 à 3 sont de la silice SiO_2 solide de densité massique $\rho = 2.2g/cm^3$, à température ambiante $T = 300K$. Les indices réels et imaginaires du milieu sont respectivement $N_r = 1.45$ et $N_i = 0.2$. Depuis l'intérieur de la cible, la couche numéro 1 sur le schéma est épaisse, $29\mu m$, et peu maillée, tous les $1\mu m$. Elle sert à faire une cible épaisse sans prendre un temps de calcul trop excessif. La couche numéro 2 est moins épaisse $1\mu m$ et est maillée finement, tous les $2nm$. Cette couche de densité est bien résolue, on étudie sa détente dans le vide. Si le plasma atteint la couche 1, la simulation n'est pas bonne et il faut mailler finement une couche 2 plus épaisse. Enfin la couche numéro 3, dite *externe*, est extrêmement fine $0.1nm$. L'énergie laser à l'instant initial se dépose sur cette couche.

Le laser de longueur d'onde $\lambda = 800nm$ entre depuis les z positifs avec un angle d'incidence $i = 55^\circ$ en polarisation p de profil temporel gaussien de largeur à mi-hauteur $\tau_L = 25fs$. Son maximum d'intensité temporel (en W/cm^2) est noté I pour le reste de ce chapitre.

Les propriétés du plasma sont sorties toutes les $\tau = 150fs$ jusqu'à $\tau_{max} = 3ps$.

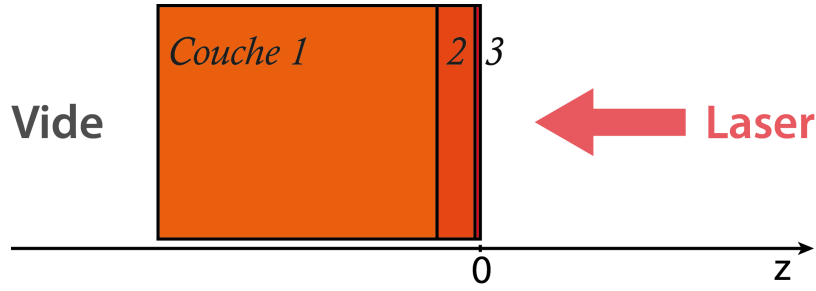


FIGURE A.1: Modélisation 1D de la cible de silice.

A.1.3 Cas typique

La figure A.2 présente les profils de densités massique ρ et électronique n_e ainsi que de température électronique T_e du plasma pour un éclairage laser de $I = 5.10^{15} \text{W/cm}^2$ (soit une fluence $F = 150 \text{J/cm}^2$) après un délai d'expansion $\tau = 2.1 \text{ps}$.

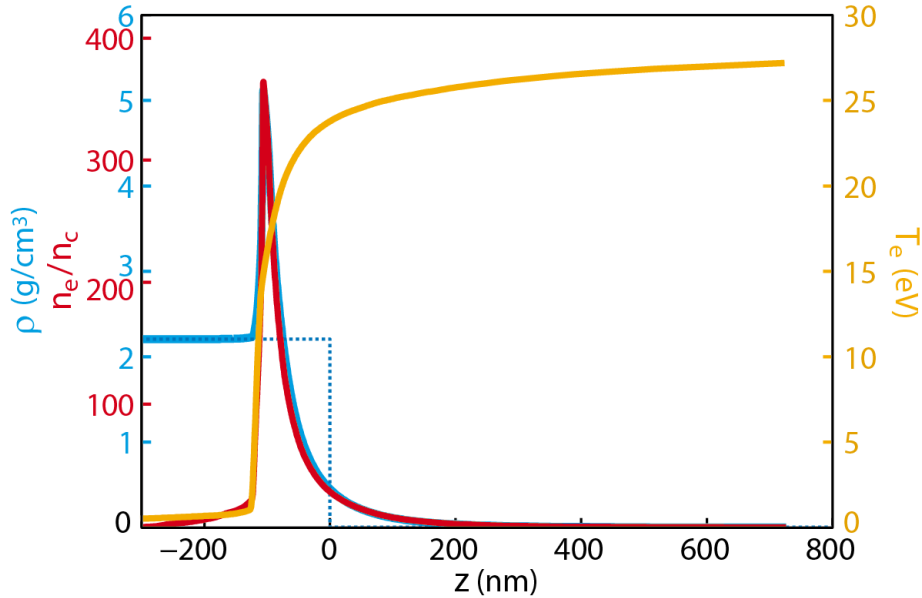


FIGURE A.2: **Propriétés du plasma en cours d'expansion** – Profils 1D de densité massique ρ en bleu, de densité électronique normalisée n_e en rouge, et de température électronique T_e en jaune, du plasma en expansion pour un délai de $\tau = 2.1 \text{ps}$ après un éclairage de fluence $F = 150 \text{J/cm}^2$. – Trait pointillé, profil de densité massique initial de la cible.

Par rapport à la densité initiale (en trait pointillé), en deçà de $z \lesssim -150 \text{nm}$ la cible n'est pas ionisée (ou peu, densité électronique très faible), elle est toujours solide. Au delà, $z > -150 \text{nm}$, la cible est ionisée, un pic de densité plasma (de maxima de densités massique $\rho_{max} \sim 5 \text{g/cm}^3$ et électronique $n_e \simeq 360 n_c$) s'enfonce vers l'intérieur de la cible. L'interface plasma-vide se fait ensuite progressivement avec une lente décroissance de la densité plasma.

La température électronique est faible au sein du solide en cours d'ionisation $z \lesssim -150 \text{nm}$. Elle croît très rapidement dans le pic de densité pour devenir quasiment constante, supérieure à $T_e \sim 25 \text{eV}$, au sein de l'interface vide-plasma.

A.1.4 Propriétés plasmas au cours de l'expansion

La figure A.3 présente les profils de densités massique ρ et électronique n_e ainsi que de température électronique T_e , de diffusivité thermique d_T , et de vitesses du son c_s et du milieu

v_m dans le plasma au cours de son expansion $\tau \in [0ps, 3ps]$. Les conditions laser sont identiques à celles précédentes.

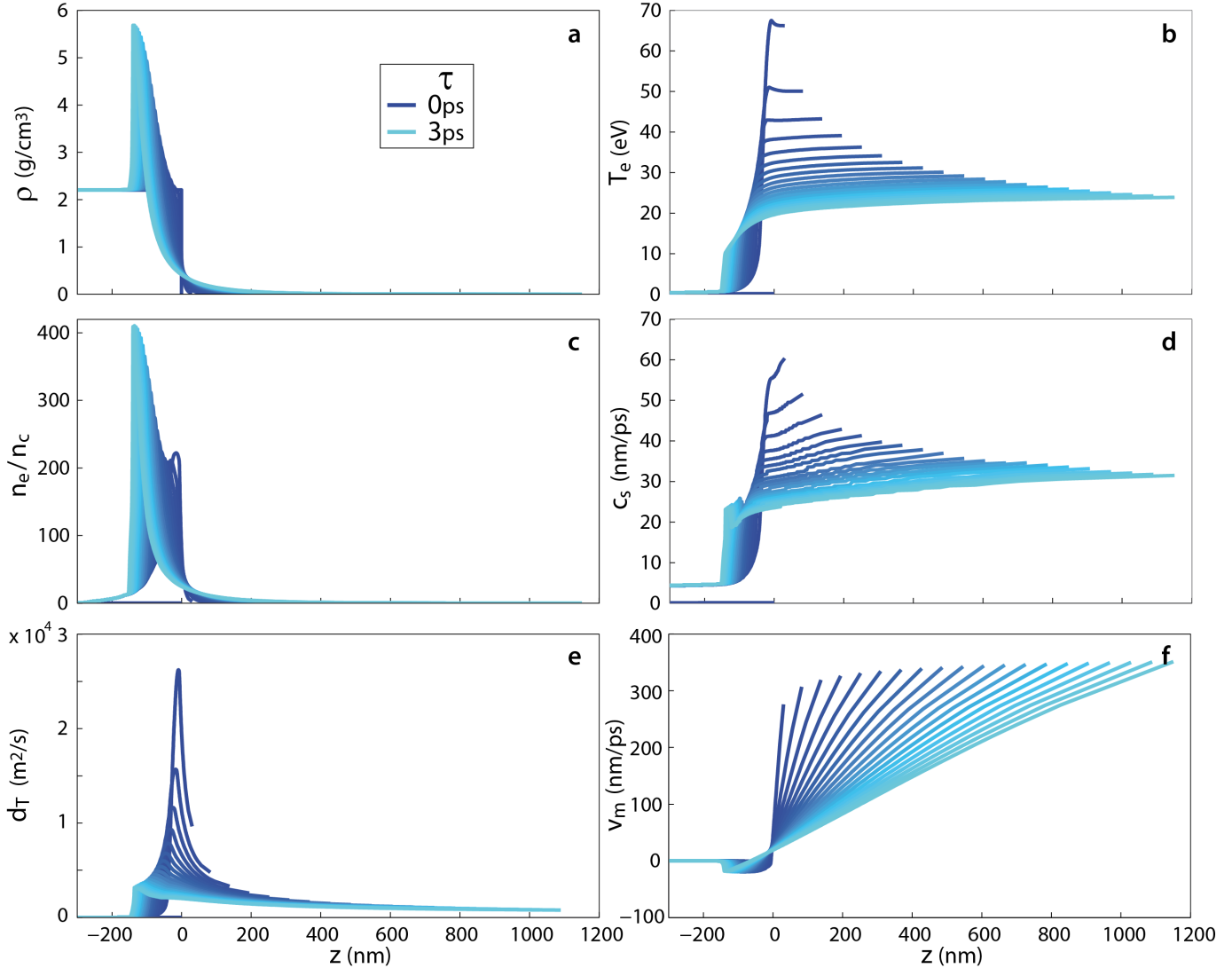


FIGURE A.3: **Propriétés du plasma au cours de l'expansion** – Pour des délais d'expansion de $\tau_{min} = 0ps$, bleu foncé, à $\tau_{max} = 3ps$, bleu ciel, tous les $150fs$; profils de densité massique ρ , température électronique T_e , densité électronique n_e , vitesse du son c_s , diffusivité thermique d_T , et vitesse du milieu v_m aux panneaux respectifs de **a** à **f**.

Au cours de la détente, l'interface vide-plasma se fait de plus en plus douce (montée du profil de densité plus en plus progressive). Dans le même temps, le pic de densité s'enfonce vers l'intérieur de la cible et la "ronge"; sa valeur maximale augmente. La température électronique est, à délai fixé, quasiment constante spatialement dans tout le plasma, mais diminue progressivement au cours du temps : de $T_e \sim 70eV$ pour $\tau = 150fs$ à $T_e \sim 25eV$ pour $\tau = 3ps$. La vitesse du son dans le plasma a un comportement similaire.

La vitesse maximale du milieu (celle de la dernière maille), panneau **f**, est à peu près constante lors de l'expansion.

A.1.5 Profil de densité

Pour la suite nous nous intéressons au profil de densité électronique car c'est les électrons qui réfléchissent le laser incident. Le profil est tracé en base logarithmique $\ln n_e/n_c$ pour trois délais d'expansion différents en figure A.4. En trait bleu, c'est le profil directement en sortie du code hydrodynamique. Pour les mailles les plus détendues (au z les plus élevés), le profil est en palier du fait que le code soit Lagrangien. On procède à un lissage de ces dernières mailles. Les profils pris en compte pour la suite de ce travail sont ceux tracés en traits noirs.

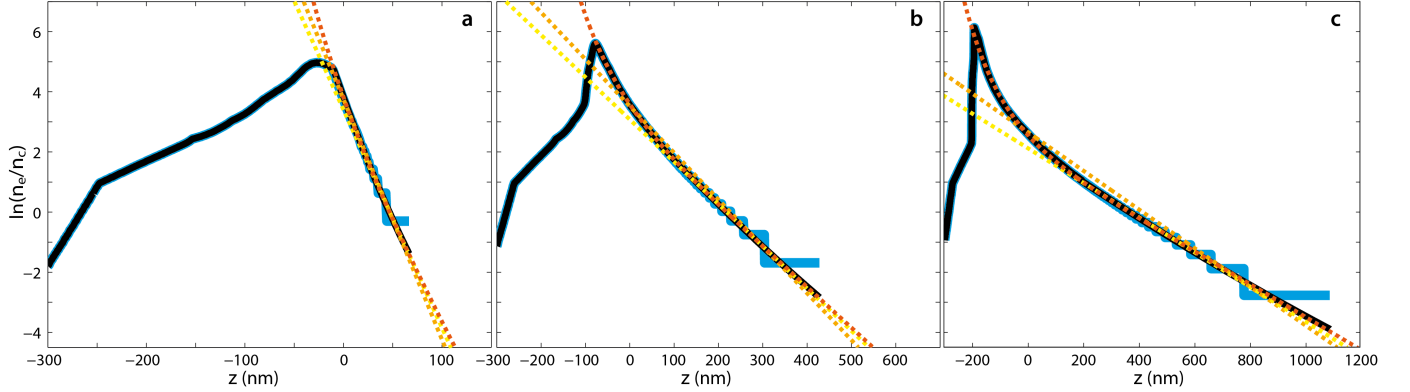


FIGURE A.4: **Profils de densité électronique** – Pour des délais d'expansion $\tau = 0.3ps, 1.2ps,$ et $3ps$ aux panneaux **a** à **c**; profils en base logarithmique de densité électronique directement en sortie du code hydrodynamique, en bleu, et lissé pour les mailles les plus détendues, en noir. Reproduction par une fonction affine (profil exponentiel de densité) autour de la densité critique, pointillé jaune, et sur toute la partie décroissante, pointillé orange. Reproduction par la somme d'une fonction affine et d'une fonction exponentielle décroissante en pointillé rouge.

Les traits pointillés pointillés sont les meilleures reproductions de la partie décroissante du profil de densité par :

Jaune – une fonction affine autour de la densité critique n_c . Ceci correspond à décrire le profil de densité par un profil exponentiel autour de n_c :

$$\ln \frac{n_e}{n_c} = a - \frac{z}{L} \quad (\text{A.1})$$

où L est la longueur de gradient.

Orange – une fonction affine sur tout le profil de densité, voir équation précédente.

Rouge – la somme d'une fonction affine et d'une fonction exponentielle décroissante :

$$\ln \frac{n_e}{n_c} = a - \frac{z}{L} + c \exp -\frac{z}{l} \quad (\text{A.2})$$

On constate qu'à gradient raide, panneau **a**, le profil de densité est très bien décrit par un profil exponentiel de densité, équation A.1. Ce n'est plus le cas pour un long délai d'expansion. Si la partie peu dense ($\ln n_e/n_c < 2$) est bien décrite par une fonction linéaire, les hautes densités ne le sont absolument pas. Le profil d'expression A.2 est nécessaire pour reproduire le pic de densité.

Décrire ce pic de densité est très important car si on considère le profil exponentiel uniquement jusqu'à n_{max} , alors l'interface plasma-vide est beaucoup plus douce que celle réelle.

Cet écart significatif par rapport au profil théorique exponentiel, équation 1.2 page 29 (ou équation A.1), s'explique par le fait que les hypothèses réalisées [52] ne sont pas valables ici. En

effet, pour montrer que le profil est exponentiel, on considère initialement un plasma uniforme isotherme (température électronique constante dans tout le plasma et lors de l'expansion). On voit bien que ce n'est pas le cas en figure A.3. Panneau **b**, la température peut être considérée constante spatialement au sein du plasma en première approximation, en revanche elle décroît clairement au cours de la détente. Le modèle de détente adiabatique [67] rend compte de ce refroidissement, mais n'est tout de même pas satisfaisant ici : il ne reproduit pas le pic de densité à l'arrière du plasma car ce dernier est considéré infini. En effet, comme présentée figure A.3a, la cible solide à l'arrière et le plasma l'ionise au fur et à mesure en perdant une partie de son énergie.

A.2 Expression analytique du profil de densité électronique lors de l'expansion

A.2.1 Différentes étapes

Pour obtenir une expression analytique du profil de densité électronique lors de l'expansion, on procède en trois étapes.

1. Tout d'abord, on réalise 250 simulations hydrodynamiques pour des intensités laser différentes pour des délais d'expansion jusqu'à $3ps$. Ceci détermine les bornes de validité de validité de l'expression analytique que l'on obtiendra. Elles sont résumées en table A.1.

Paramètre / Borne	Minimale	Maximale
I (W/cm^2)	$8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{16}$
τ (ps)	0	3

TABLE A.1: Validité de l'expression analytique de densité électronique du plasma en expansion.

Au final, on a $250 \cdot (3ps/150fs) = 5000$ profils de densité électronique pour différentes intensités d'éclairement I et différents délais d'expansion τ .

2. Ensuite, on reproduit tous les profils de densité électronique par l'expression A.2 comme présenté en figure A.4. On obtient alors les paramètres a , L , c , et l qui reproduisent au mieux le profil de densité réel en fonction de I et τ . On ajoute à ces 4 paramètres les densités maximales n_{max} et minimales du profil n_{min} .
3. Enfin, on reproduit les variations de ces différents paramètres par des fonction polynomiales de I et τ

A.2.2 Variations des paramètres du profil de densité électronique

On décrit ici les étapes 2 et 3.

Paramètres normalisés

Les 6 paramètres de reproduction des profils de densité électronique sont a , L , c , l , n_{max} , et n_{min} . On les trace en figure A.5 en fonction de l'intensité I pour chaque délai τ , du jaune $\tau = 150fs$ au magenta $\tau = 3ps$.

Chaque paramètre p est normalisé par lui-même pour le délai maximal : $p(I, \tau)/p(I, 3ps)$ (sauf le paramètre c , panneau **d**, qui est déjà quasiment constant égal à 1 en fonction de I à

$\tau = 3ps$). Pour chaque délai, on constate que tous les paramètres normalisés sont quasiment constants en fonction de l'intensité, exception faite des paramètres c et l à cours délai et faible intensité, panneaux **d** et **e**, car ils ne sont quasiment pas définis dans ces conditions (où le profil simplement exponentiel décrit bien le profil de densité).

Le fait que ce soit constant permet de supposer que chaque paramètre $p(I, \tau)$ s'écrit par le produit de deux fonctions qui dépendent soit de I soit de τ :

$$p(I, \tau) = p_1(I) \cdot p_2(\tau) \quad (\text{A.3})$$

On considère la fonction p_1 comme la dépendance en intensité de p pour le délai maximal :

$$p_1(I) = p(I, 3ps) \quad (\text{A.4})$$

La fonction p_2 est alors donné par la moyenne sur toutes les intensités de $p(I, \tau)$ normalisé par $p_1(I)$:

$$p_2(\tau) = \left\langle \frac{p(I, \tau)}{p(I, 3ps)} \right\rangle \quad (\text{A.5})$$

Cette fonction est donnée par la moyenne de chaque courbe présentée en figure A.5.

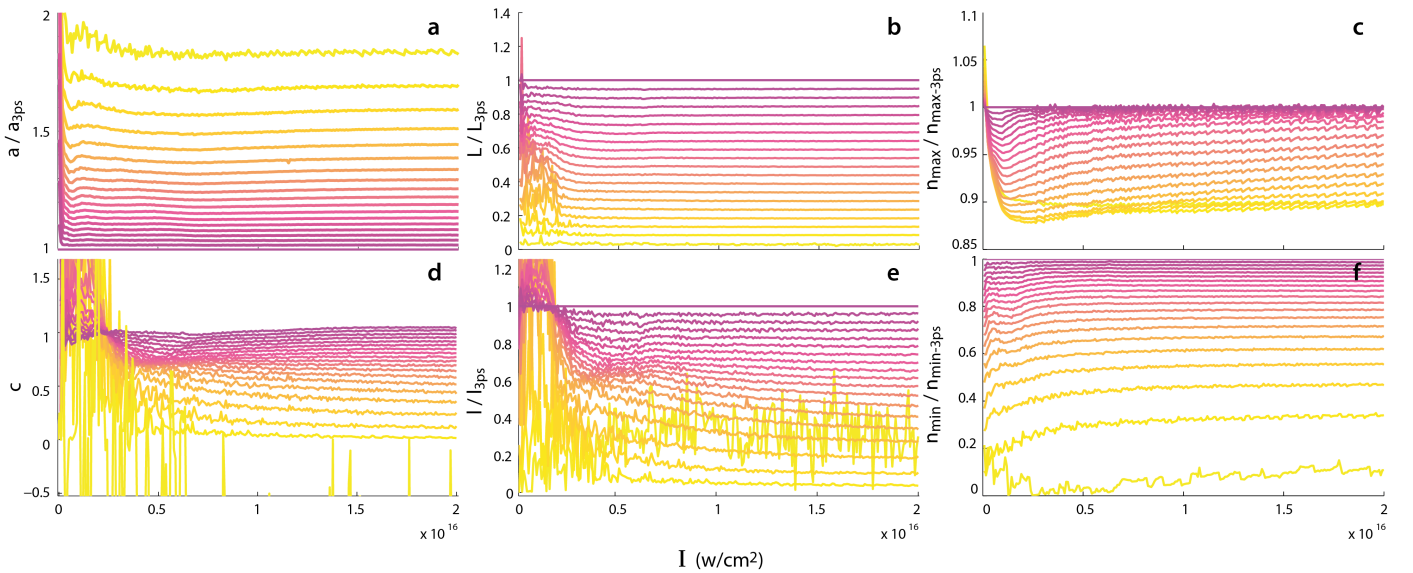


FIGURE A.5: **Variation des paramètres du profil de densité** – Jaune, délai $\tau = 150fs$, magenta, délai $\tau = 3ps$. – Paramètres $p(I, \tau)/p(I, 3ps)$ avec $p \in [a, L, n_{max}, c, l, n_{min}]$ pour tous les délais, aux panneaux respectifs de **a** à **f**.

Reproduction des paramètres du profil par des fonctions polynomiales

En figure A.6, on reproduit tous les paramètres des profils de densités donnés par l'expression A.2 par des fonctions polynomiales. Afin que les valeurs aux faibles intensités et faibles délais ne faussent pas les fonctions p_1 et p_2 , on choisit de sélectionner uniquement les intensités supérieures à $I_{min} = 10^{15} W/cm^2$ et les délais supérieurs à $\tau_{min} = 300 fs$.

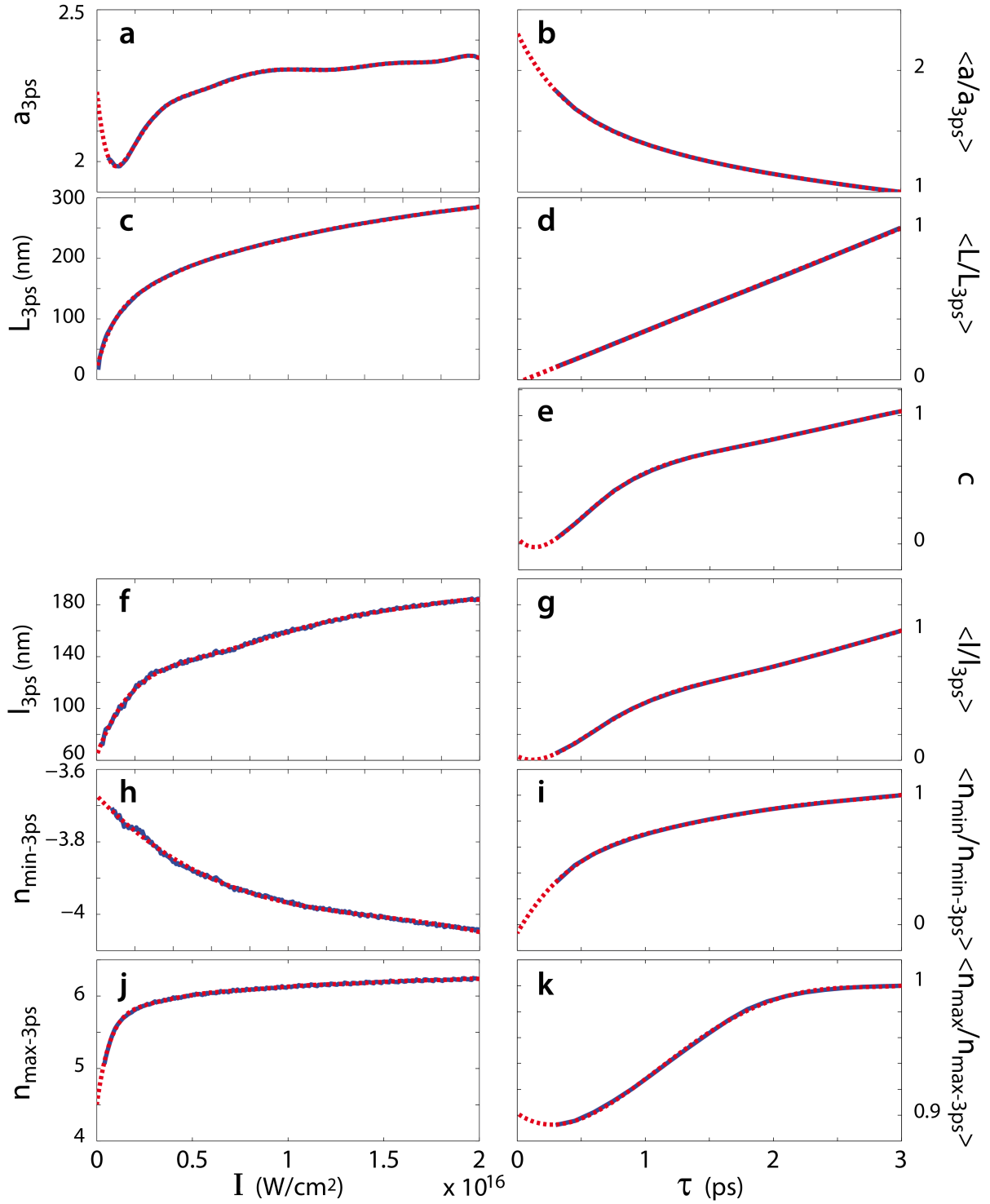


FIGURE A.6: **Reproduction des paramètres du profil de densité par des polynômes** – Bleu, paramètre donné par la meilleure reproduction du profil de densité par l'expression A.2; rouge, reproduction polynomiale de sa variation. – Gauche, fonctions $p_1(I) = p(I, 3ps)$. – Droite, fonctions $p_2(\tau)$ données par l'expression A.5, pour $p \in [a, L, c, l, n_{min}, n_{max}]$ aux panneaux respectifs **a** à **k**.

On en déduit, pour des intensités données en $I/10^{16}W/cm^2$ et des délais donnés en picosecondes, les fonctions suivantes :

$$\begin{aligned}
a_1(I) &= 2.232 - 6.2735 I + 55.129 I^2 - 211.949 I^3 + 460.089 I^4 - 614.062 I^5 \\
&\quad + 520.856 I^6 - 280.919 I^7 + 93.046 I^8 - 17.197 I^9 + 1.352 I^{10} \\
a_2(\tau) &= 2.242 - 1.755 \tau + 1.463 \tau^2 - 0.7212 \tau^3 + 0.1821 \tau^4 - 0.0182 \tau^5 \\
L_1(I) &= 18.209 + 1236.8 I - 5487.5 I^2 + 16083 I^3 - 29296 I^4 + 33515 I^5 \\
&\quad - 24041 I^6 + 10477 I^7 - 2532.4 I^8 + 260.205 I^9 \\
L_2(\tau) &= 0.33834\tau \\
c(I, \tau) &= 0.1660 - 2.1462 \tau + 8.8860 \tau^2 - 12.982 \tau^3 + 10.392 \tau^4 - 4.9898 \tau^5 \\
&\quad + 1.4395 \tau^6 - 0.2305 \tau^7 + 0.0157 \tau^8 \\
l_1(I) &= 62.804 + 419.049 I - 1051.6 I^2 + 1499.6 I^3 - 1171.2 I^4 + 498.169 I^5 \quad (\text{A.6}) \\
&\quad - 106.337 I^6 + 8.5661 I^8 \\
l_2(\tau) &= -0.1129 + 0.4030 \tau + 0.5933 \tau^2 - 0.6562 \tau^3 + 0.2415 \tau^4 - 0.0300 \tau^5 \\
n_{max1}(I) &= 4.4941 + 18.786 I - 115.37 I^2 + 410.17 I^3 - 897.92 I^4 + 1261.2 I^5 \\
&\quad - 1156.6 I^6 + 688.27 I^7 - 255.95 I^8 + 54.008 I^9 - 4.9244 I^{10} \\
n_{max2}(\tau) &= 0.9015 - 0.0686 \tau + 0.1504 \tau^2 - 0.0637 \tau^3 + 0.0083 \tau^4 \\
n_{min1}(I) &= -3.6720 - 0.5521 I + 0.3199 I^2 - 0.0740 I^3 \\
n_{min2}(\tau) &= -0.0648 + 1.7198 \tau - 1.6004 \tau^2 + 0.8485 \tau^3 - 0.2262 \tau^4 + 0.0235 \tau^5
\end{aligned}$$

Il faut noter que les fonctions densités n_{min} et n_{max} sont normalisées par n_c et en base logarithmique (en d'autre terme, ici $n_{max} = \max[\ln n_e/n_c]$, idem pour n_{min}).

Il est remarquable que la longueur de gradient soit parfaitement linéaire avec le délai d'expansion (voir $L_2(\tau)$, et panneau **d**).

A.2.3 Vérification de l'expression analytique

Au final, dans l'intervalle d'intensités I et de délais d'expansion τ étudiés, le profil de densité électronique du plasma à la surface de la cible, suivant z donné en nanomètres, se met sous la forme :

$$\begin{aligned}
\ln \frac{n_e(I, \tau)}{n_c} &= a(I, \tau) - \frac{z}{L(I, \tau)} + c(I, \tau) \exp \left[-\frac{z}{l(I, \tau)} \right] \quad (\text{A.7}) \\
\text{pour} \quad \ln \frac{n_e}{n_c} &\in [n_{min}(I, \tau), n_{max}(I, \tau)]
\end{aligned}$$

où les paramètres $p \in [a, L, c, l, n_{min}, n_{max}]$ sont donnés par les polynômes A.6 et l'expression A.3.

La figure A.7 présente neuf profils de densité électronique pour trois délais d'expansion τ et trois intensités d'éclairement I différents. En bleu et vert, ce sont les profils en sortie de la simulation hydrodynamique et les mêmes lissés. En rouge, les profils déduits de notre expression analytique A.7.

Pour mieux évaluer notre expression analytique, on trace l'écart δz entre la position de la densité n_c à la sortie du code hydrodynamique et obtenue par notre expression analytique en figure A.8. À part pour de très faibles intensités ($I < 5.10^{14}W/cm^2$), cet écart n'est jamais inférieur à $\pm 2nm$, ce qui est tout à fait satisfaisant étant donné les expansions de l'ordre du micromètre.

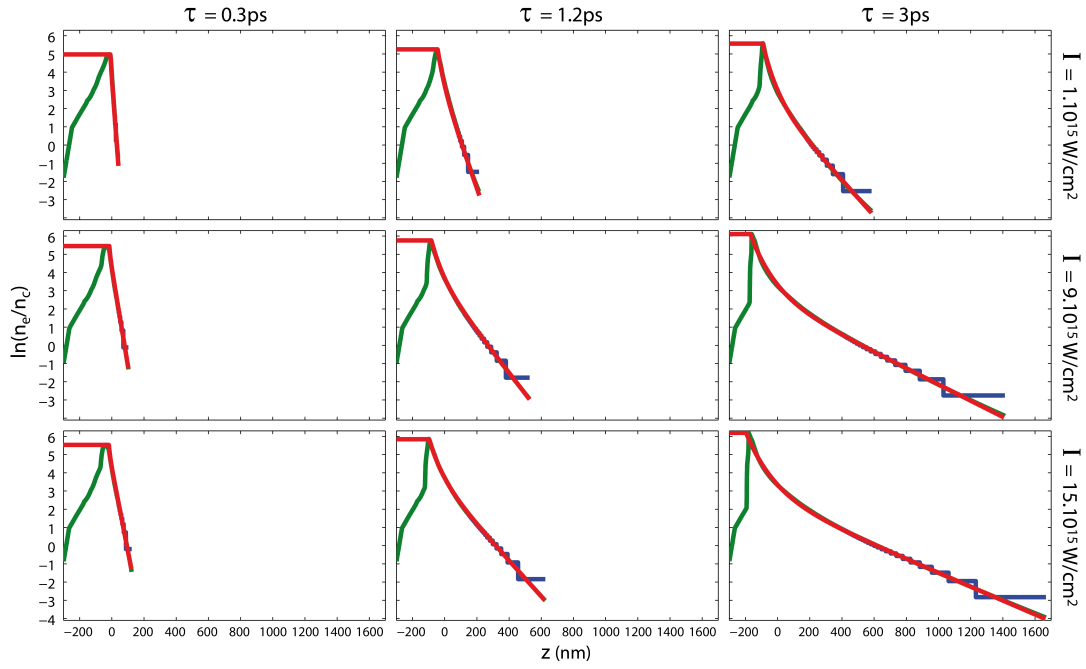


FIGURE A.7: **Profils de densité électronique lors de l'expansion** – Pour des délais $\tau \in [300fs, 1.2ps, 3ps]$ et des intensités $I/10^{15}W/cm^2 \in [1, 9, 15]$, bleu, profil en sortie du code hydrodynamique, vert, profil lissé, rouge, profil donné par l'expression analytique A.7.

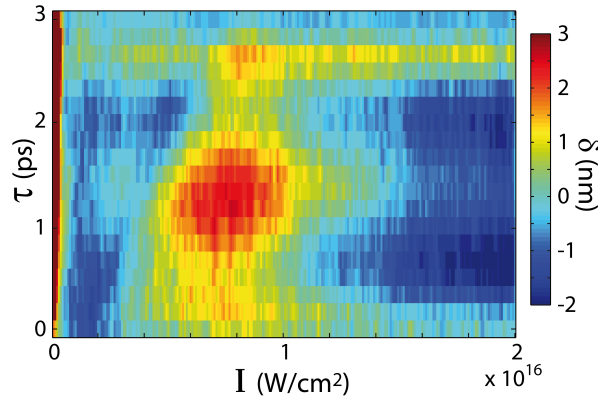


FIGURE A.8: Erreur de l'expression analytique sur la position de la densité critique $z[n_c]$.

A.3 Réseau plasma

Simulations hydrodynamiques

La figure A.9 illustre les différents profils de la densité électronique suivant l'axe x de la modulation de fluence pré-impulsion pour un réseau plasma généré avec un éclairage $I \in [4.10^{15}, 11.10^{15}W/cm^2]$ après un délai d'expansion de $\tau = 3ps$. On constate que les profils exponentiels de densité décrivent bien les profils autour de la densité critique mais pas autour des hautes densités. Ceci est d'autant plus frappant en base non logarithmique, panneau **c**. Le profil donné par l'expression A.2 reproduit quant à lui tout les profils de façon satisfaisante.

Densité d'inflexion

Pour décrire au mieux un réseau plasma autour de la densité critique par des profils exponentiels : $n(z, x) = n_0 \exp[-z/L(x)]$, on constate sur le panneau **a** qu'on doit définir une *densité*

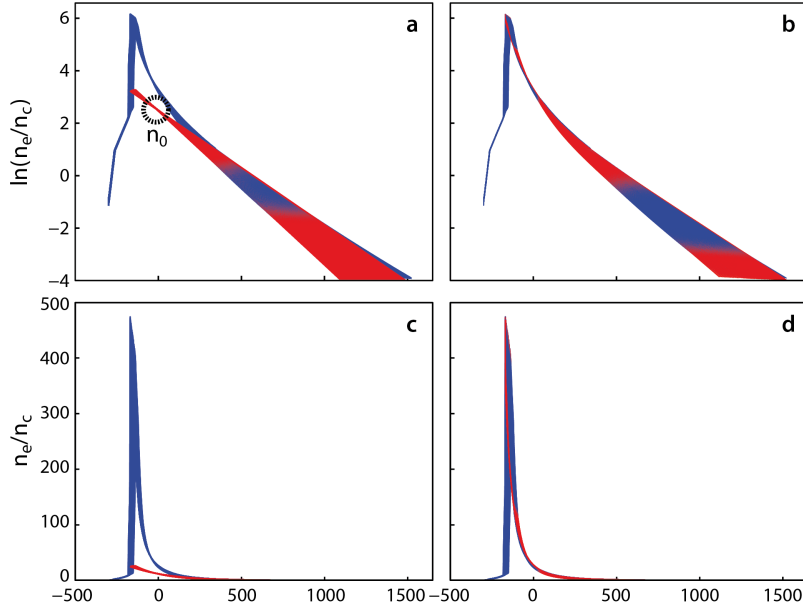


FIGURE A.9: **Profils de densité électronique pour un réseau plasma** – En haut, profil en base logarithmique, en bas, en base normale. – En rouge, à gauche reproduction des profils autour de la densité critique par des profils exponentiels de densité, à droite par des profils donnés par l’expression A.2.

d’inflexion n_0 où se croisent tous les profils environ en $z = 0$. Si on considère $n_0 = 400n_c$, comme dans [52], alors on va grandement surestimer l’écart des positions entre les courbes d’intensités minimale et maximale. Ici pour un délai $\tau = 3ps$, on a environ $n_0 \sim 15n_c$. Pour $\tau = 1ps$ (optimisation d’efficacité du mécanisme ROM), on a environ $n_0 \sim 30-40n_c$. Il est également fondamental de connaître ce paramètre n_0 pour les mesures expérimentales d’expansion du gradient, voir section 5.3.

Dans ce mémoire, on suppose $n_0 \sim 40n_c$. Une étude complémentaire pour déterminer n_0 en fonction de la longueur de gradient L est nécessaire, notamment pour une meilleure précision sur la mesure de la longueur de gradient, section 5.3, et de la profondeur de réseau plasma, chapitre 8.

Annexe B

Génération d'harmoniques sur réseaux pré-gravés

L'expérience est identique à la génération d'harmoniques sur cibles solides décrite en figure 5.13 page 73. La cible plane est simplement remplacée par un réseau pré-gravé.

La parabole de focale $f = 500mm$ est utilisée. Une pré-impulsion ionise la cible ; après un délai τ de détente du plasma dans le vide, l'impulsion principale se réfléchit. Le réseau utilisé est en *BK7* sans dépôt métallique. Il est dit *blazé* pour un angle d'incidence de 55° (angle optimum d'utilisation) qui permet de favoriser un ordre de diffraction plutôt que son opposé. Sa période spatiale et sa profondeur sont de $d = 3\mu m$ et $\delta = 200nm$.

Les différents régimes d'interaction sont contrôlés par un diaphragme sur le faisceau principal. Sans diaphragme, régime relativiste (harmoniques ROM), tout le faisceau est utilisé, la tache focale a pour waist $w_0 = 6.2\mu m$ et pour éclairement $a_0 \sim 1.8$. Avec diaphragme, régime non relativiste (harmoniques CWE), le waist est $w_0 \sim 14.5\mu m$ et l'éclairement $a_0 \sim 0.25$.

La figure B.1 illustre le profil angulaire résolu spectralement du faisceau réfléchi pour le cas non relativiste et un délai d'expansion nul : $\tau = L_m = 0$.

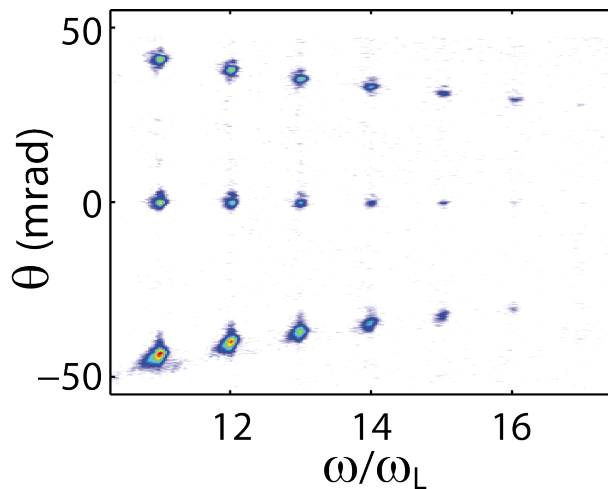


FIGURE B.1: **Génération d'harmoniques sur réseau pré-gravé** – Profil angulaire résolu spectralement du faisceau harmonique généré sur réseau pré-gravé dans des conditions non relativistes (spectre CWE) sans pré-ionisation de la cible.

Les harmoniques sont diffractés : le réseau *blazé* favorise l'ordre $q = -1$, autour de l'angle -40mrad , plus intense que l'ordre $q = +1$ ($+40\text{mrad}$). Il faut noter la très faible divergence du faisceau central et des ordres de diffraction. Il s'agit d'un résultat surprenant que nous ne comprenons pas encore. En conclusion, il est possible de faire diffracter des harmoniques générés sur la surface d'un réseau solide.

Cependant, durant l'expérience dès qu'une pré-impulsion était introduite, le signal disparaissait. Or le processus de génération ROM est optimisé pour une longueur de gradient non nulle $\sim \lambda/10$. Nous n'avons jamais pu l'observer. En résumé, le processus CWE était présent sans pré-impulsion, dès qu'on l'introduisait, il était inexistant : donc on n'a aucun degré de contrôle pour ce processus. Avec ou sans pré-impulsion, le processus ROM n'a pas été observé.

Les essais avec deux autres réseaux pré-gravés soit de profondeur différente, soit de période spatiale plus grande, ont révélé exactement les mêmes comportements.

Nous ne savons pas pourquoi ces tentatives de génération harmonique sur réseaux pré-gravés se sont révélées si difficiles. Notre hypothèse est que la détente locale du pré-plasma vers le vide n'est pas suivant la normale à la cible mais suivant la normale locale à la surface. Ainsi, assez rapidement, avec un délai d'expansion court, la surface de la cible est un entremêlement de zones de forte et faible densité, non idéal aux processus de génération harmonique. Pour mieux comprendre le phénomène, des simulations hydrodynamiques et PIC 2D seraient utiles. Elles n'ont pas été faites dans le cadre de cette thèse.

Enfin, il faut souligner le fait que lors de l'étude de la génération d'harmoniques sur réseaux solides, le seul contrôle de l'interaction possible est l'introduction d'une pré-impulsion. Le plasma se détend alors d'une manière non maîtrisée ; la profondeur de réseau est déterminée par le réseau solide sans qu'on puisse la modifier indépendamment de la longueur de gradient.

La solution de perturber l'interaction avec un réseau pré-gravé est écartée ici. Nous n'affirmons ni n'infirmons que cette solution est caduque. Le choix d'autres formes et profondeurs de réseau aurait tout-à-fait pu aboutir à d'autres résultats. Quoi qu'il en soit la solution des réseaux plasmas semble offrir un bien meilleur contrôle de l'interaction.

Annexe C

Étude du profil angulaire des harmoniques générés sur réseaux plasmas en fonction des propriétés de l'interaction

Dans cette section on utilise le modèle de source harmonique, développé au chapitre 11, pour mieux comprendre d'où viennent les profils angulaires des harmoniques observés au chapitre 9.

Les deux figures C.1 et C.2 présentent l'influence des variations des différents paramètres du modèle de source harmonique sur réseau plasma ($w_n, R_{\phi_n}, \delta\phi_n, d_f, x_0$) présenté au chapitre 11. L'harmonique d'ordre $n = 12$ est considéré. Les paramètres sont variés autour de ceux qui reproduisent au mieux les profils angulaires des processus CWE et ROM obtenus à partir des tirs expérimentaux présentés aux figures 11.2 et 11.3 (pages 137 et 138).

Tous les panneaux sont composés de deux sous-panneaux : à gauche, la source modélisée en champ, module gaussien trait bleu, phase parabolique trait noir, et effet du réseau en phase trait rouge ; à droite, l'intensité diffractée résultante en trait bleu, les répliques de diffraction en trait rouge pointillé.

Pour les deux figures, un cadre jaune entoure la ligne centrale. Dans ce cadre se trouve à chaque fois les mêmes paramètres du modèle, qui sont les paramètres qui reproduisent aux mieux les profils angulaires des tirs expérimentaux. En figure C.1 et C.2, les paramètres sont :

$$[w_{12}, R_{\phi_{12}}, \delta\phi_{12}, x_0, d_f]_{cwe} = [14\mu m, 9\mu m^2/rad, 1.25rad, 0.2\mu m, 7.5\mu m]$$

$$[w_{12}, R_{\phi_{12}}, \delta\phi_{12}, x_0, d_f]_{rom} = [3.05\mu m, 4.3\mu m^2/rad, 4.5rad, 1.3\mu m, 7.5\mu m]$$

Le champ spatial de la source est donné par l'équation 11.4 rappelée ici :

$$[h_n \cdot g_n](x) = \exp[-x^2/w_n^2] \cdot \exp [j(\pm x^2/(2R_{n\phi}) + \delta\phi_n \cos(2\pi(x - x_0)/d_f))]$$

et l'intensité diffractée par l'équation 11.2 :

$$I(\theta) = |TF[h_n \cdot g_n](\theta)|^2$$

On fait ensuite varier de façon fictive les différents paramètres autour de ceux de meilleur fit pour comprendre leur influence sur l'intensité diffractée.

Panneaux **a** : on fait varier le rayon de courbure $R_{\phi_{12}}$. Cas CWE : $R_{\phi_{12-cwe}} \in [\infty, 40, 15, 9, 7, 5]\mu m^2/rad$. Cas ROM : $R_{\phi_{12-rom}} \in [\infty, 4, 2.5, 1]\mu m^2/rad$. On constate que la variation de ce paramètre a une très grande influence sur l'intensité diffractée CWE fig.C.1, et assez peu pour celle ROM fig.C.2.

Panneaux **b** : on fait varier la taille de source w_{12} . Cas CWE : $w_{12-cwe} \in [5, 9, 14, 20]\mu m$. Cas ROM : $w_{12-rom} \in [1, 2, 3, 4, 5]\mu m$. On constate que pour le cas CWE, à part pour une très petite taille de source, ce paramètre a une influence assez faible. Au contraire il a une très forte influence sur le cas ROM. Quand la taille de source est assez petite (premier panneau), elle ne voit qu'une fraction de pas du réseau, et on est dans un régime de streaking où le faisceau est uniquement décalé en angle suivant la position de la source sur le réseau.

Panneaux **c** : on fait varier la profondeur du réseau. Cas CWE : $\delta\phi_{12-cwe} \in [0, 0.5, 1.25, 2, 3]rad$. Cas ROM : $\delta\phi_{12-rom} \in [0, 2.5, 4.3, 56]rad$. Plus la profondeur est grande, plus les répliques d'ordres p élevés prennent d'énergie et plus la divergence totale augmente. Le tout en interférant.

Panneaux **d** : on fait varier la position relative de la source sur le réseau. Cas CWE : en unité de d_f , $x_0 \in [-0.5, -0.25, 0, 0.25]$. Cas ROM : en unité de d_f , $x_0 \in [-0.5, -0.25, -0.15, 0, 0.15, 0.25]$. Si dans le cas CWE, le profil reste à peu près symétrique, on constate d'énormes changements du profil ROM avec ce paramètre. La taille de source étant plus petite que le pas du réseau on est dans un régime intermédiaire entre la diffraction classique et le streaking. Le faisceau passe de profils symétriques (panneaux 1 et 4) à des profils complètement asymétriques avec plus d'énergie d'un côté que de l'autre (panneaux 2 et 6) qui rappellent le streaking, en passant par des régimes intermédiaires (3 et 5). Le processus ROM dans ces conditions change donc énormément entre deux tirs consécutifs puisque l'on ne maîtrise pas x_0 expérimentalement.

Panneaux **e** : on fait varier le pas du réseau. Cas CWE : $d_{f-cwe} \in [2, 4, 7.5, 9, 15]$. Cas ROM : $d_{f-rom} \in [3, 4.5, 7.5, 9, 12, 16]$. Pour des pas faibles, les ordres de diffraction $\pm p$ sont assez séparés angulairement pour que l'intensité diffractée soit la somme des répliques (diffraction classique). Plus le pas est grand, plus les répliques se resserrent et interfèrent. Jusqu'au cas extrême où la source ne devient qu'une fraction de pas du réseau et où on est en régime de streaking.

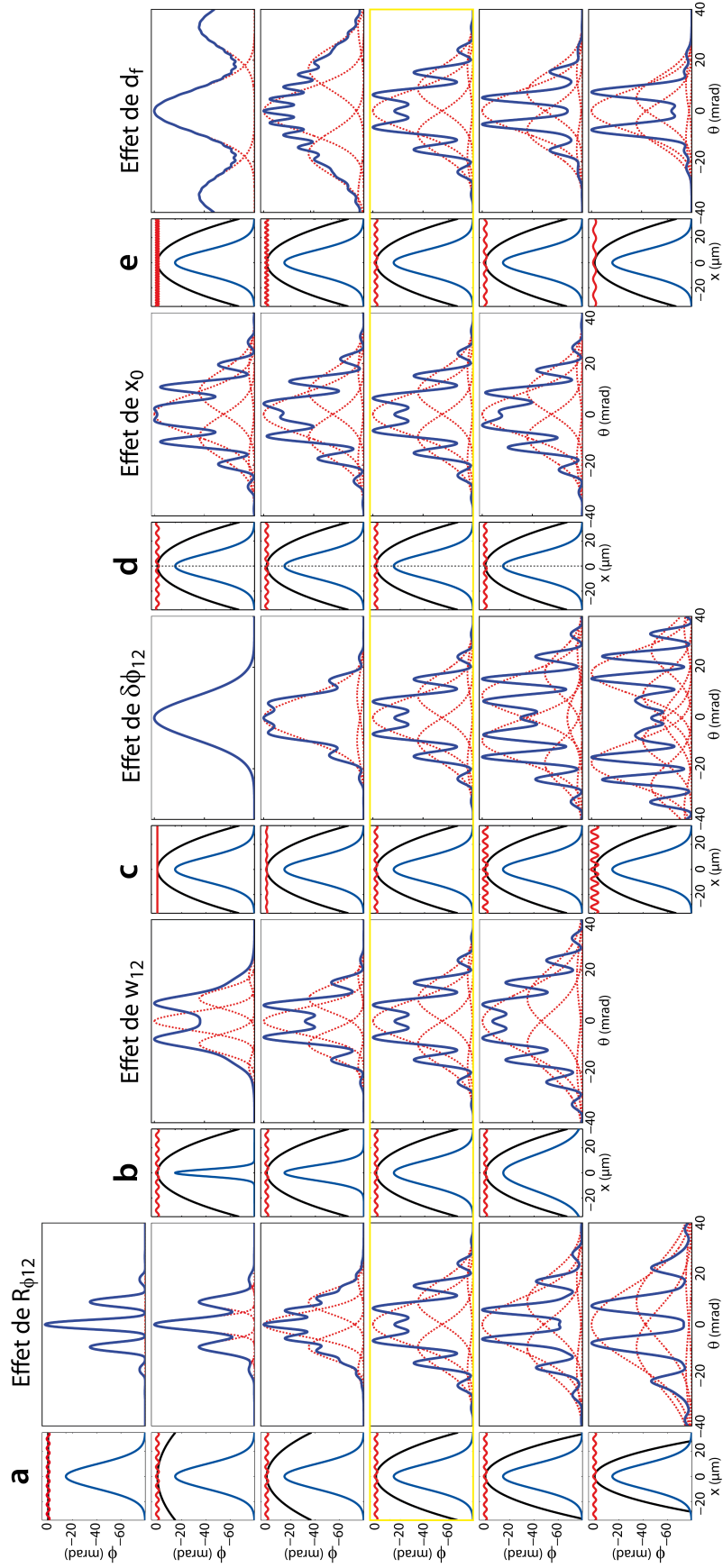


FIGURE C.1: Cas CWE. Variations des paramètres du modèle de source harmonique donné par l'équation 11.4, pour l'harmonique $n = 12$, autour des paramètres de meilleur fit expérimental illustré en figure 11.2 .

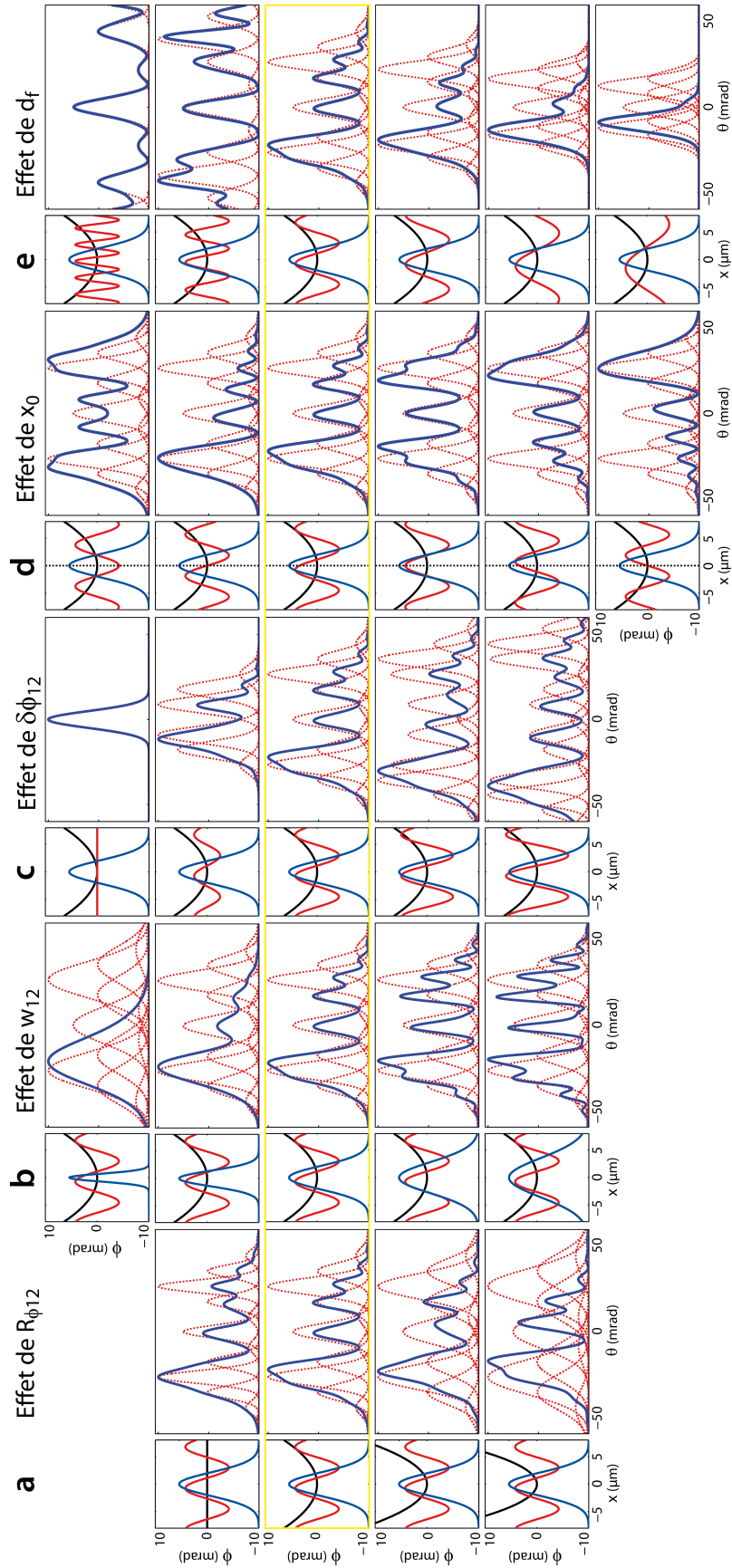


FIGURE C.2: Cas ROM. Variations des paramètres du modèle de source harmonique donné par l'équation 11.4, pour l'harmonique $n = 12$, autour des paramètres de meilleur fit expérimental illustré en figure 11.3 .

Annexe D

Informations supplémentaires sur la ptychographie

D.1 Contrainte ptychographique

La contrainte ptychographique, présentée en section 12.1.2, est développée mathématiquement ici. Elle consiste à déduire deux fonctions complexes principales objet $O_i(x, y)$ et sonde $S_i(x, y)$ à partir de l'ensemble a_{i-1} , qui ne s'écrit pas formellement comme le produit de deux fonctions décalées l'une par rapport à l'autre, tel que l'ensemble $[O_i(x, y) \cdot S_i(x - x_0, y - y_0)]$ reproduise au mieux $a_{i-1}(x, y, x_0, y_0)$.

Différentes méthodes existent. Celle utilisée ici provient de ces publications : [113, 143].

Toutes les fonctions dépendent de (x, y) et (x_0, y_0) . Pour plus de lisibilité, ces quantités sont renommées $\mathbf{r} = (x, y)$ et $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$.

Soient deux fonctions de \mathbf{r} complexes quelconques : $O_{i,0}(\mathbf{r})$ et $S_{i,0}(\mathbf{r})$. On peut définir un écart entre l'ensemble de leurs *produits décalés* et le champ $a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ que l'on veut approcher, par l'expression :

$$\varepsilon_0(O_{i,0}, S_{i,0}) = \int_{\mathbf{r}_0} \int_r |a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) - O_{i,0}(\mathbf{r}) \cdot S_{i,0}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)|^2 \cdot d\mathbf{r}d\mathbf{r}_0 \quad (\text{D.1})$$

Les fonctions $O_i(\mathbf{r})$ et $S_i(\mathbf{r})$ que l'on recherche sont alors celles qui minimisent cet écart ε_0 : $\varepsilon_{\min}(O_i, S_i) = \min[\varepsilon_0(O_{i,0}, S_{i,0})]$.

Ce minimum en fonction de $O_{i,0}$ et $S_{i,0}$ a une dérivée nulle, en O_i et S_i . En prenant en compte le fait que :

– la dérivée complexe par rapport à une variable complexe z est donnée par l'expression :

$$\frac{\partial}{\partial z} \cdot = \frac{\partial}{\partial(\text{Re}(z))} \cdot + j \frac{\partial}{\partial(\text{Im}(z))} \cdot$$

– le développement de ε_0 est donné par :

$$\begin{aligned} |a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) - O_{i,0}(\mathbf{r}) \cdot S_{i,0}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)|^2 &= (a_{i-1} - O_{i,0} \cdot S_{i,0}) \cdot (a_{i-1} - O_{i,0} \cdot S_{i,0})^* \\ &= |a_{i-1}|^2 + |O_{i,0} \cdot S_{i,0}|^2 - a_{i-1}^* \cdot O_{i,0} \cdot S_{i,0} - a_{i-1} \cdot O_{i,0}^* \cdot S_{i,0}^* \end{aligned}$$

Les fonctions O_i et S_i qui minimisent ε_0 sont alors données par les expressions :

$$0 = \frac{\partial \varepsilon}{\partial O_{i,0}} = 2 \cdot \int_{\mathbf{r}} \int_{\mathbf{r}_0} (|S_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)|^2 \cdot O_i(\mathbf{r}) - S_i^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)) \cdot d\mathbf{r} d\mathbf{r}_0$$

$$0 = \frac{\partial \varepsilon}{\partial S_{i,0}} = 2 \cdot \int_{\mathbf{r}} \int_{\mathbf{r}_0} (|O_i(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)|^2 \cdot S_i(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0) - O_i^*(\mathbf{r}) \cdot a_{i-1}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)) \cdot d\mathbf{r} d\mathbf{r}_0$$

On en déduit que O_i et S_i respectent les conditions :

$$O_i(\mathbf{r}) = \frac{\int_{\mathbf{r}_0} S_i^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \cdot d\mathbf{r}_0}{\int_{\mathbf{r}_0} |S_i(\mathbf{r}_0)|^2 \cdot d\mathbf{r}_0} \quad (\text{D.2})$$

$$S_i(\mathbf{r}) = \frac{\int_{\mathbf{r}_0} O_i^*(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0) \cdot a_{i-1}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) \cdot d\mathbf{r}_0}{\int_{\mathbf{r}_0} |O_i(\mathbf{r}_0)|^2 \cdot d\mathbf{r}_0} \quad (\text{D.3})$$

À partir de ces deux conditions, on approche numériquement de manière itérative les fonctions O_i et S_i :

- itération $k = 0$: on choisit n'importe quelle fonction objet $O_{i,0}(\mathbf{r})$. Par exemple, une fonction aléatoire sur une zone donnée : $O_{i,0}(\mathbf{r}) = \text{rand}(\mathbf{r})$ si $|\mathbf{r}| < R$, 0 sinon. On peut alors calculer $S_{i,0}(\mathbf{r})$ grâce à l'expression D.3, à partir de $O_{i,0}(\mathbf{r})$ et $a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$.
- itération $k = 1$: à partir de $S_{i,0}(\mathbf{r})$ et $a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, on peut déterminer $O_{i,1}(\mathbf{r})$ par l'expression D.2.
- itération k : à partir de $O_{i,k-1}(\mathbf{r})$ et $a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, on peut déterminer $S_{i,k}(\mathbf{r})$ par l'expression D.3.
- itération $k + 1$: à partir de $S_{i,k}(\mathbf{r})$ et $a_{i-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, on peut déterminer $O_{i,k+1}(\mathbf{r})$ par l'expression D.2.

Et ainsi de suite. Après quelques itérations, $k \sim 10$, les fonctions $O_{i,k}(\mathbf{r})$ et $S_{i,k}(\mathbf{r})$ n'évoluent plus d'une itération à la suivante : on a déterminé les fonctions O_i et S_i à une erreur numérique près.

D.2 Reconstructions expérimentales

La figure D.1 présente en bleu les 20 reconstructions par l'algorithme de ptychographie *HIO+ER* superposées des fonctions sources (module **a/d**, phase **b/e**) et réseaux (phase **c/f**) pour les traces ptychographiques expérimentales ROM (gauche) et CWE (droite) de l'ordre harmonique $n = 12$ présentées en figures 13.6**r12** et 13.7**r12** (pages 170 et 171). En traits rouges, les moyennes de ces 20 reconstructions sont considérées comme les reconstructions finales.

La figure 12.4 (page 151) présente l'évolution de l'erreur de reconstruction ptychographique en fonction du nombre d'itération pour trois reconstructions de ce cas ROM.

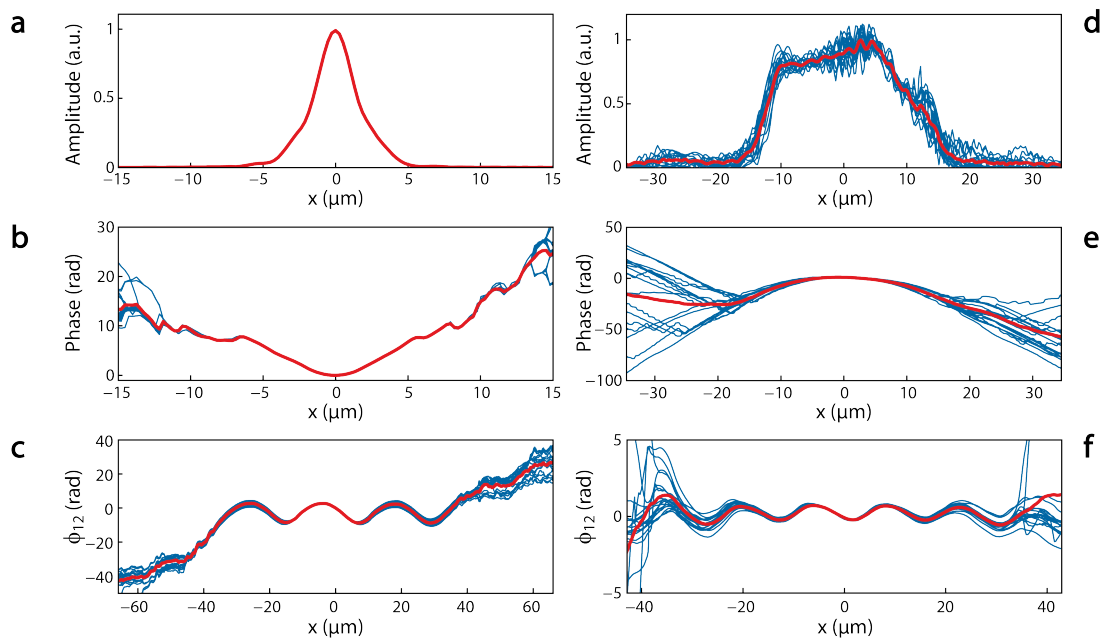


FIGURE D.1: Reconstructions des fonctions source $h_{12}(x)$ et réseau $g_{12}(x)$ pour les deux mécanismes de génération à partir des traces expérimentales – **a/b/c** – Mécanisme ROM, figure 13.6r12. – **d/e/f** – Mécanisme CWE, figure 13.7c12. – **a/b/d/e** – Fonctions sources $h_{12}(x)$ en amplitude, en haut, et en phase, en bas. – Fonctions réseaux en phase $g_{12}(x) = \exp j\phi_{g_{12}}(x)$. – **Bleu** – 20 reconstructions issues de l'algorithme *HIO+ER*. – **Rouge** – Moyenne de toutes ces reconstructions.

Annexe E

Mesure de l'énergie des faisceaux d'électrons issus des miroirs plasmas

La mesure de l'énergie des électrons relativistes issus des miroirs plasmas est illustrée en figure 5.14 page 75. Celle-ci se fait en plusieurs étapes, comme illustré en figure E.1.

1. Tout d'abord on mesure le profil angulaire 2D du faisceau d'électrons avec le dispositif de la figure 5.14a. On place alors la fente d'entrée du spectromètre à l'angle voulu, ici $\theta_y = 0$. Ceci est illustré en trait plein noir sur les profils angulaires à l'optimum de gradient et en délai gradient (de la figure 15.4) en figures E.1 **a** et **b**. On réalise alors plusieurs tirs pour repérer l'image de la fente sur le scintillateur lanex, voir panneaux **c** et **d** en haut.
2. On place ensuite les aimants entre la fente et le scintillateur afin de dévier les électrons des tirs suivants. On constate sur ces mêmes panneaux que les électrons sont bien déviés, autour de $\theta_y \sim -150\text{mrad}$, panneau **c**, et $\theta_y \sim -80\text{mrad}$, panneau **d**.
3. Cet angle de déviation dépend directement de l'énergie des électrons. Connaissant le champ magnétique $B(x, y, z)$ entre les aimants, on peut calibrer le déplacement angulaire en fonction de l'énergie électronique.

On s'intéresse ici aux deux points, carré bleu et rond rouge panneaux **a** et **b**, de part et d'autre du spéculaire dans la direction de polarisation. Panneaux **e** et **f**, le spectre en énergie au niveau de ces deux points est présenté pour trois tirs successifs pour l'optimum de génération du faisceau d'électrons. Les spectres présentés au chapitre 15 sont la moyenne sur les spectres obtenus sur 3 à 5 tirs expérimentaux.

On peut remarquer figure E.1 que le décalage angulaire des électrons au niveau du carré bleu est beaucoup plus faible à gradient long, panneau **d**, que pour l'optimum de génération, panneau **c**. On voit très nettement ici que les électrons émis à gradient long sont beaucoup plus énergétiques que pour l'optimum de charge du faisceau, voir figure 15.4c et **d**.

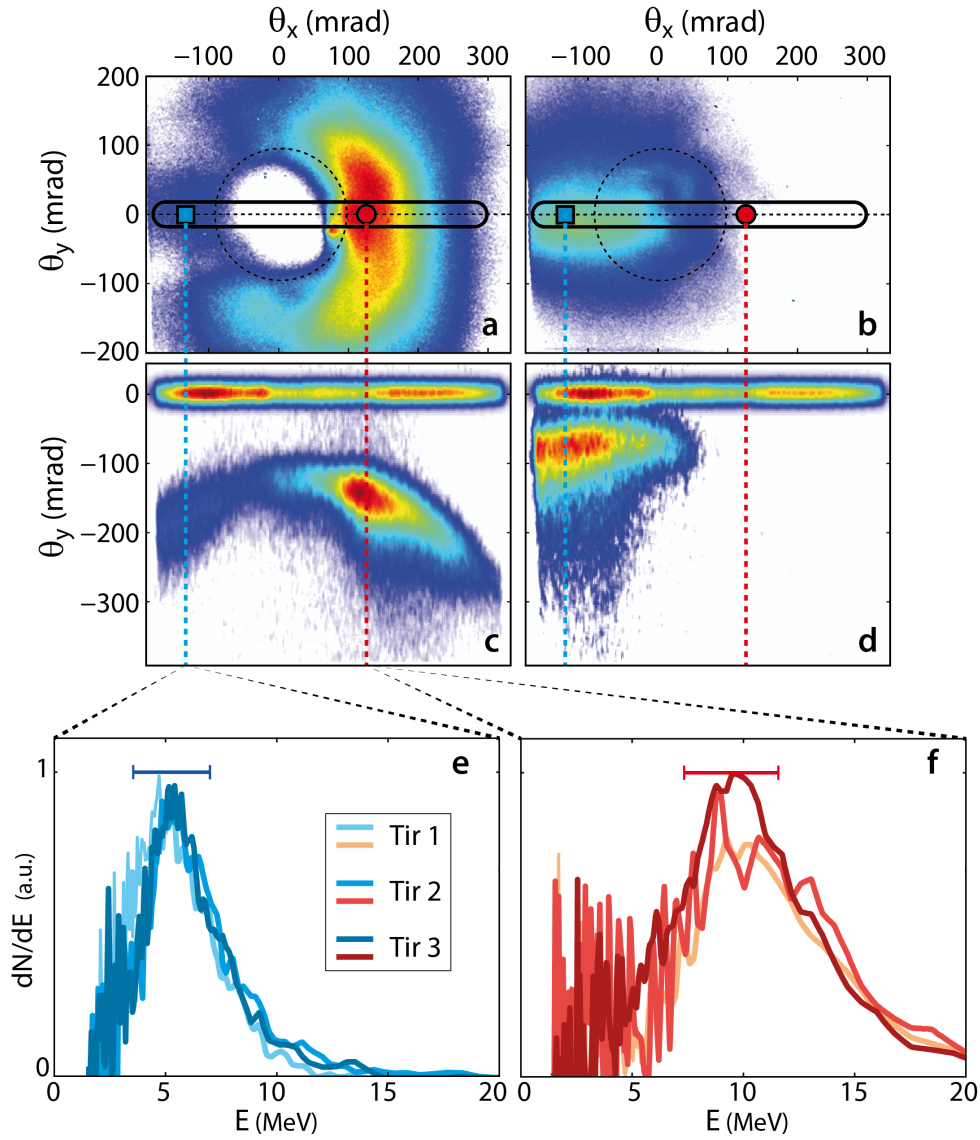


FIGURE E.1: **Mesure de l'énergie des électrons issus des miroirs plasmas** – a/b – Profils angulaires 2D des faisceaux d'électrons pour le gradient qui optimise la charge, $L \simeq \lambda/10$ panneau a, et gradient long, $L \simeq 0.9\lambda$ panneau b, voir figure 15.4. En trait noir plein, emplacement de la fente du spectro. – e/f – En haut, image de la fente sur le scintillateur moyennée sur 3 tirs (spectromètre utilisé sans les aimants). Au milieu, moyenné sur 3 tirs, décalage angulaire suivant θ_y des électrons passant à travers la fente, pour les deux régimes d'accélération suivant la longueur de gradient. Ici, les tirs avec et sans aimants sont normalisés au maximum à 1 pour être comparés sur une même image. – e/f – Pour le gradient qui optimise la charge du faisceau, spectres de part et d'autre de la direction spéculaire suivant la direction de polarisation, pour trois tirs expérimentaux successifs.

Bibliographie

- [1] M. Dantus, M. J. Rosker, and A. H. Zewail, "Real-time femtosecond probing of transition states in chemical reactions," *The Journal of chemical physics*, vol. 87, no. 4, pp. 2395–2397, 1987.
- [2] M. J. Rosker, M. Dantus, and A. H. Zewail, "Femtosecond real-time probing of reactions. i. the technique," *The Journal of chemical physics*, vol. 89, no. 10, pp. 6113–6127, 1988.
- [3] M. Dantus, M. J. Rosker, and A. H. Zewail, "Femtosecond real-time probing of reactions. ii. the dissociation reaction of ICN ," *The Journal of chemical physics*, vol. 89, no. 10, pp. 6128–6140, 1988.
- [4] R. Bowman, M. Dantus, and A. Zewail, "Femtosecond transition-state spectroscopy of iodine : From strongly bound to repulsive surface dynamics," *Chemical Physics Letters*, vol. 161, no. 4, pp. 297–302, 1989.
- [5] M. Gruebele, G. Roberts, M. Dantus, R. Bowman, and A. Zewail, "Femtosecond temporal spectroscopy and direct inversion to the potential : Application to iodine," *Chemical physics letters*, vol. 166, no. 5, pp. 459–469, 1990.
- [6] A. L'Huillier, K. J. Schafer, and K. C. Kulander, "Theoretical aspects of intense field harmonic generation," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 24, no. 15, p. 3315, 1991.
- [7] T. Brabec and F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields : Frontiers of nonlinear optics," *Reviews of Modern Physics*, vol. 72, no. 2, p. 545, 2000.
- [8] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature*, vol. 414, no. 6863, pp. 509–513, 2001.
- [9] P. . M. Paul, E. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H. Muller, and P. Agostini, "Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation," *Science*, vol. 292, no. 5522, pp. 1689–1692, 2001.
- [10] B. E. Schmidt, A. D. Shiner, M. Giguère, P. Lassonde, C. A. Trallero-Herrero, J. Kiefer, P. Corkum, D. Villeneuve, and F. Légaré, "High harmonic generation with long-wavelength few-cycle laser pulses," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 45, no. 7, p. 074008, 2012.
- [11] J. Itatani, F. Quéré, G. L. Yudin, M. Y. Ivanov, F. Krausz, and P. B. Corkum, "Attosecond streak camera," *Physical review letters*, vol. 88, no. 17, p. 173903, 2002.
- [12] Y. Mairesse and F. Quéré, "Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts," *Physical Review A*, vol. 71, no. 1, p. 011401, 2005.
- [13] G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, *et al.*, "Isolated single-cycle attosecond pulses," *Science*, vol. 314, no. 5798, pp. 443–446, 2006.

- [14] M. Uiberacker, T. Uphues, M. Schultze, A. J. Verhoef, V. Yakovlev, M. F. Kling, J. Rauschenberger, N. M. Kabachnik, H. Schröder, M. Lezius, *et al.*, “Attosecond real-time observation of electron tunnelling in atoms,” *Nature*, vol. 446, no. 7136, pp. 627–632, 2007.
- [15] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, “Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy,” *Nature*, vol. 419, no. 6909, pp. 803–807, 2002.
- [16] S. Klevenhagen, “Physics of electron beam therapy,” 1985.
- [17] G. X. Ding, “A investigation of radiotherapy electron beams using monte carlo techniques,” 1995.
- [18] K. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, S. Shimizu, J. Yang, L. Robson, J. Zweit, J. M. Gillies, J. Bailey, G. Chimon, *et al.*, “High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 37, no. 16, p. 2341, 2004.
- [19] S. A. Darst, E. W. Kubalek, and R. D. Kornberg, “Three-dimensional structure of escherichia coli rna polymerase holoenzyme determined by electron crystallography,” 1989.
- [20] Y. Fujiyoshi, “The structural study of membrane proteins by electron crystallography,” *Advances in biophysics*, vol. 35, pp. 25–80, 1998.
- [21] W. E. King, G. H. Campbell, A. Frank, B. Reed, J. F. Schmerge, B. J. Siwick, B. C. Stuart, and P. M. Weber, “Ultrafast electron microscopy in materials science, biology, and chemistry,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 11, p. 111101, 2005.
- [22] M. Borghesi, A. Schiavi, D. Campbell, M. Haines, O. Willi, A. MacKinnon, L. Gizzi, M. Galimberti, R. Clarke, and H. Ruhl, “Proton imaging : a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies,” *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 43, no. 12A, p. A267, 2001.
- [23] J. Cobble, R. Johnson, T. Cowan, N. Renard-Le Galloudec, and M. Allen, “High resolution laser-driven proton radiography,” *Journal of applied physics*, vol. 92, no. 4, pp. 1775–1779, 2002.
- [24] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, T. Vinci, N. Ozaki, S. Lepape, D. Batani, G. Huser, T. Hall, D. Hicks, *et al.*, “Progress in the study of warm dense matter,” *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 47, no. 12B, p. B441, 2005.
- [25] J. P. VanDevender and D. L. Cook, “Inertial confinement fusion with light ion beams,” *Science*, vol. 232, no. 4752, pp. 831–836, 1986.
- [26] R. Kodama, P. Norreys, K. Mima, A. Dangor, R. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, *et al.*, “Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition,” *Nature*, vol. 412, no. 6849, pp. 798–802, 2001.
- [27] M. Roth, T. Cowan, M. Key, S. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. Pennington, R. Snavely, S. Wilks, *et al.*, “Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams,” *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 3, p. 436, 2001.
- [28] P. B. Corkum, “Plasma perspective on strong field multiphoton ionization,” *Physical Review Letters*, vol. 71, no. 13, p. 1994, 1993.
- [29] W. Li, X. Zhou, R. Lock, S. Patchkovskii, A. Stolow, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, “Time-resolved dynamics in n₂o₄ probed using high harmonic generation,” *Science*, vol. 322, no. 5905, pp. 1207–1211, 2008.

- [30] M. Lein, “Attosecond probing of vibrational dynamics with high-harmonic generation,” *Physical review letters*, vol. 94, no. 5, p. 053004, 2005.
- [31] R. Torres, N. Kajumba, J. G. Underwood, J. Robinson, S. Baker, J. Tisch, R. De Nalda, W. Bryan, R. Velotta, C. Altucci, *et al.*, “Probing orbital structure of polyatomic molecules by high-order harmonic generation,” *Physical review letters*, vol. 98, no. 20, p. 203007, 2007.
- [32] C. Hernández-García, A. Picón, J. San Román, and L. Plaja, “Attosecond extreme ultraviolet vortices from high-order harmonic generation,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 8, p. 083602, 2013.
- [33] C. Geddes, C. Toth, J. Van Tilborg, E. Esarey, C. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. Leemans, “High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding,” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 538–541, 2004.
- [34] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, “A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams,” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 541–544, 2004.
- [35] B. Hidding, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, H. Schwöerer, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. Gallacher, S. Jamison, *et al.*, “Generation of quasimonoenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses,” *Physical review letters*, vol. 96, no. 10, p. 105004, 2006.
- [36] K. Schmid, L. Veisz, F. Tavella, S. Benavides, R. Tautz, D. Herrmann, A. Buck, B. Hidding, A. Marcinkevicius, U. Schramm, *et al.*, “Few-cycle laser-driven electron acceleration,” *Physical review letters*, vol. 102, no. 12, p. 124801, 2009.
- [37] W. Leemans, B. Nagler, A. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C. Geddes, E. Esarey, C. Schroeder, and S. Hooker, “Gev electron beams from a centimetre-scale accelerator,” *Nature physics*, vol. 2, no. 10, pp. 696–699, 2006.
- [38] S. Kneip, S. Nagel, S. Martins, S. Mangles, C. Bellei, O. Chekhlov, R. Clarke, N. Delerue, E. Divall, G. Doucas, *et al.*, “Near-gev acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse,” *Physical review letters*, vol. 103, no. 3, p. 035002, 2009.
- [39] C. Thauray, *Génération d’harmoniques d’ordres élevés sur miroir plasma*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2008.
- [40] A. Malvache, *Optique non-linéaire à haute intensité : Compression d’impulsions laser Interaction laser-plasma*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2011.
- [41] H. P. Vincenti, *Génération d’impulsions attosecondes sur miroir plasma relativiste*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2012.
- [42] S. Monchocé, *Contrôle et métrologie de la génération d’harmoniques sur miroir plasma*. PhD thesis, Université Paris Sud XI, 2014.
- [43] C. Thauray and F. Quéré, “High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors : basic mechanisms,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 43, no. 21, p. 213001, 2010.
- [44] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, *et al.*, “High harmonic generation in the relativistic limit,” *Nature physics*, vol. 2, no. 7, pp. 456–459, 2006.
- [45] L. Plaja, L. Roso, K. Rzazewski, and M. Lewenstein, “Generation of attosecond pulse trains during the reflection of a very intense laser on a solid surface,” *JOSA B*, vol. 15, no. 7, pp. 1904–1911, 1998.

- [46] R. Lichters, J. Meyer-ter Vehn, and A. Pukhov, “Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity,” *Physics of Plasmas*, vol. 3, no. 9, pp. 3425–3437, 1996.
- [47] T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, “Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma,” *Physical review E*, vol. 74, no. 4, p. 046404, 2006.
- [48] F. Quéré, C. Thauray, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert, “Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas,” *Physical review letters*, vol. 96, no. 12, p. 125004, 2006.
- [49] C. Thauray, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d’Oliveira, P. Audebert, *et al.*, “Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics,” *Nature Physics*, vol. 3, no. 6, pp. 424–429, 2007.
- [50] S. Kahaly, S. Monchocé, H. Vincenti, T. Dzelzainis, B. Dromey, M. Zepf, P. Martin, and F. Quéré, “Direct observation of density-gradient effects in harmonic generation from plasma mirrors,” *Physical review letters*, vol. 110, no. 17, p. 175001, 2013.
- [51] H. Vincenti, S. Monchocé, S. Kahaly, G. Bonnaud, P. Martin, and F. Quéré, “Optical properties of relativistic plasma mirrors,” *Nature communications*, vol. 5, 2014.
- [52] W. L. Kruer, “The physics of laser plasma interactions,” 1988.
- [53] F. Brunel, “Not-so-resonant, resonant absorption,” *Physical Review Letters*, vol. 59, no. 1, p. 52, 1987.
- [54] G. Bonnaud, P. Gibbon, J. Kindel, and E. Williams, “Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma,” *Laser and Particle Beams*, vol. 9, no. 02, pp. 339–354, 1991.
- [55] A. Malvache, A. Borot, F. Quéré, and R. Lopez-Martens, “Coherent wake emission spectroscopy as a probe of steep plasma density profiles,” *Physical Review E*, vol. 87, no. 3, p. 035101, 2013.
- [56] S. Wilks, “Simulations of ultraintense laser–plasma interactions*,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, vol. 5, no. 7, pp. 2603–2608, 1993.
- [57] S. Bulanov, I. Inovenkov, V. Kirsanov, N. Naumova, and A. Sakharov, “Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, vol. 4, no. 7, pp. 1935–1942, 1992.
- [58] A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, A. V. Kim, M. Marklund, and A. M. Sergeev, “Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses,” *Physical Review E*, vol. 84, no. 4, p. 046403, 2011.
- [59] B. Dromey, D. Adams, R. Hörlein, Y. Nomura, S. Rykovanov, D. Carroll, P. Foster, S. Kar, K. Markey, P. McKenna, *et al.*, “Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas,” *Nature Physics*, vol. 5, no. 2, pp. 146–152, 2009.
- [60] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Optics communications*, vol. 56, no. 3, pp. 219–221, 1985.
- [61] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, “Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses,” *Physical Review E*, vol. 69, no. 2, p. 026402, 2004.
- [62] G. Doumy, *Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2006.

- [63] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec, P. Martin, *et al.*, “Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses,” *Optics letters*, vol. 32, no. 3, pp. 310–312, 2007.
- [64] N. Lefaudeux, X. Levecq, G. Dovillaire, S. Theis, and L. Escolano, “New deformable mirror technology and associated control strategies for ultrahigh intensity laser beam corrections and optimizations,” in *SPIE LASE*, pp. 82360K–82360K, International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [65] N. Lefaudeux, E. Lavergne, S. Monchoce, and X. Levecq, “Diffraction limited focal spot in the interaction chamber using phase retrieval adaptive optics,” in *SPIE LASE*, pp. 89601R–89601R, International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [66] N. Lefaudeux, X. Levecq, E. Lavergne, O. Hort, F. Burgy, P. Balcou, and E. Constant, “Direct focal spot adaptive optics for achieving high power diffraction limited performance in the interaction chamber,” in *CLEO : Science and Innovations*, pp. CTu3D–6, Optical Society of America, 2013.
- [67] P. Mora, “Thin-foil expansion into a vacuum,” *Physical Review E*, vol. 72, no. 5, p. 056401, 2005.
- [68] J. V. F. Bonneau, P. Combis, *L'interaction rayonnement-matière du solide au plasma. Le code DELPOR*. PhD thesis, rapport CEA/DIF/DPTA/SPPE 6/DO, 2006.
- [69] J. Geindre, A. Mysyrowicz, A. Dos Santos, P. Audebert, A. Rousse, G. Hamoniaux, A. Antonetti, F. Falliès, and J. Gauthier, “Frequency-domain interferometer for measuring the phase and amplitude of a femtosecond pulse probing a laser-produced plasma,” *Optics letters*, vol. 19, no. 23, pp. 1997–1999, 1994.
- [70] M. Bocoum, F. Böhle, A. Vernier, A. Jullien, J. Faure, and R. Lopez-Martens, “Spatial-domain interferometer for measuring plasma mirror expansion,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 13, pp. 3009–3012, 2015.
- [71] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. Larbre, V. De Waele, J. Marignier, and M. Mostafavi, “Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer,” *Review of scientific instruments*, vol. 77, no. 10, p. 103301, 2006.
- [72] J. Belloni, H. Monard, F. Gobert, J.-P. Larbre, A. Demarque, V. De Waele, I. Lampre, J.-L. Marignier, M. Mostafavi, J.-C. Bourdon, *et al.*, “ElyseŪa picosecond electron accelerator for pulse radiolysis research,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 539, no. 3, pp. 527–539, 2005.
- [73] W. Kruer, “The physics of laser plasma interactions, westview press,” *Boulder, CO*, 2003.
- [74] T. Ceccotti, V. Floquet, A. Sgattoni, A. Bigongiari, O. Klimo, M. Raynaud, C. Riconda, A. Heron, F. Baffigi, L. Labate, *et al.*, “Evidence of resonant surface-wave excitation in the relativistic regime through measurements of proton acceleration from grating targets,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 18, p. 185001, 2013.
- [75] L. Fedeli, A. Sgattoni, G. Cantono, D. Garzella, F. Réau, I. Prencipe, M. Passoni, M. Raynaud, M. Květoň, J. Proška, *et al.*, “Electron acceleration by relativistic surface plasmons in laser-grating interaction,” *Physical Review Letters*, vol. 116, no. 1, p. 015001, 2016.
- [76] L. Poletto, F. Frassetto, and P. Villorosi, *Diffraction gratings for the selection of ultrashort pulses in the extreme-ultraviolet*. INTECH Open Access Publisher, 2010.
- [77] L. Mashev and E. Popov, “Reflection gratings in conical diffraction mounting,” *Journal of optics*, vol. 18, no. 1, p. 3, 1987.

- [78] L. I. Goray and G. Schmidt, “Solving conical diffraction grating problems with integral equations,” *JOSA A*, vol. 27, no. 3, pp. 585–597, 2010.
- [79] M. Neviere, D. Maystre, and W. Hunter, “On the use of classical and conical diffraction mountings for xuv gratings,” *JOSA*, vol. 68, no. 8, pp. 1106–1113, 1978.
- [80] M. V. I.V. Basistiy, M.S. Soskin, “Optical wavefront dislocations and their properties,” *Optics Communications*, vol. 119, 1995.
- [81] G. F. Brand, “Phase singularities in beams,” *Am. J. Phys*, vol. 67, Jan. 1999.
- [82] C. P. S. N. R. Heckenberg, R. McDuff and A. G. White, “Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms,” *Optics Letters*, vol. 17, Feb. 1992.
- [83] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, “Severin fürhapter and alexander jesacher and stefan bernet and monika ritsch-marte,” *Opt. Lett.*, vol. 30, p. 1953.
- [84] S. W. Hell, “Toward fluorescence nanoscopy,” *Nat. Biotech.*, vol. 21, p. 1347.
- [85] D. G. Grier, “A revolution in optical manipulation,” *Nature*, vol. 424, Aug. 2003.
- [86] J. Verbeeck, H. Tian, and P. Schattschneider, “Production and application of electron vortex beams,” *Nature*, vol. 467, no. 7313, pp. 301–304, 2010.
- [87] B. J. McMorran, A. Agrawal, I. M. Anderson, A. A. Herzing, H. J. Lezec, J. J. McClelland, and J. Unguris, “Electron vortex beams with high quanta of orbital angular momentum,” *science*, vol. 331, no. 6014, pp. 192–195, 2011.
- [88] J. M. J. Vieira, “Nonlinear laser driven donut wakefields for positron and electron acceleration,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, May 2014.
- [89] G. Gariepy, J. Leach, K. T. Kim, T. J. Hammond, E. Frumker, R. W. Boyd, and P. B. Corkum, “Creating high-harmonic beams with controlled orbital angular momentum,” *Physical review letters*, vol. 113, no. 15, p. 153901, 2014.
- [90] J. T. Mendonça and J. Vieira, “High harmonic generation in underdense plasmas by intense laser pulses with orbital angular momentum,” *Phys. of Plasmas*, vol. 22, 2015.
- [91] X. Zhang, B. Shen, Y. Shi, X. Wang, L. Zhang, W. Wang, J. Xu, L. Yi, and Z. Xu, “Generation of intense high-order vortex harmonics,” *Physical review letters*, vol. 114, no. 17, p. 173901, 2015.
- [92] Y. Shi, B. Shen, L. Zhang, X. Zhang, W. Wang, and Z. Xu, “Light fan driven by a relativistic laser pulse,” *Physical review letters*, vol. 112, no. 23, p. 235001, 2014.
- [93] A. M. Yao and M. J. Padgett, “Orbital angular momentum : origins, behavior and applications,” *Advances in Optics and Photonics*, vol. 3, 2011.
- [94] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright, “Convergence properties of the nelder–mead simplex method in low dimensions,” *SIAM Journal on optimization*, vol. 9, no. 1, pp. 112–147, 1998.
- [95] S. Monchocé, S. Kahaly, A. Leblanc, L. Videau, P. Combis, F. Réau, D. Garzella, P. DŠOliveira, P. Martin, and F. Quéré, “Optically controlled solid-density transient plasma gratings,” *Physical review letters*, vol. 112, no. 14, p. 145008, 2014.
- [96] J. R. Fienup, “Reconstruction of an object from the modulus of its fourier transform,” *Optics Letters*, vol. 3, 1978.
- [97] J. Miao, D. Sayre, and H. N. Chapman, “Phase retrieval from the magnitude of the fourier transforms of nonperiodic objects,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, June 1998.

- [98]
- [99] J. Rodenburg, "Ptychography and related diffractive imaging methods," *Advances in Imaging and Electron Physics*, vol. 150, pp. 87–184, 2008.
- [100] A. M. Maiden, M. J. Humphry, F. Zhang, and J. M. Rodenburg, "Superresolution imaging via ptychography," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28, 2011 Apr.
- [101] C. Y. Xiaoze Ou, Roarke Horstmeyer and G. Zheng, "Quantitative phase imaging via fourier ptychographic microscopy," *Optics Letters*, vol. 38, 2013.
- [102] C. Song, D. Ramunno-Johnson, Y. Nishino, Y. Kohmura, T. Ishikawa, C.-C. Chen, T.-K. Lee, and J. Miao, "Phase retrieval from exactly oversampled diffraction intensity through deconvolution," *Physical Review B*, vol. 75, no. 1, p. 012102, 2007.
- [103] Y. C. Horstmeyer R, "A phase space model of fourier ptychographic microscopy," *Opt Express*, vol. 22, Jan. 2014.
- [104] H. N. Chapman, "Microscopy : A new phase for x-ray imaging," *Nature*, vol. 467, 2010.
- [105] H. Quiney, "Coherent diffractive imaging using short wavelength light sources," *Journal of Modern Optics*, vol. 57, July 2010.
- [106] J. Rodenburg, A. Hurst, A. Cullis, B. Dobson, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David, K. Jefimovs, and I. Johnson, "Hard-x-ray lensless imaging of extended objects," *Physical review letters*, vol. 98, no. 3, p. 034801, 2007.
- [107] M. Humphry, B. Kraus, A. Hurst, A. Maiden, and J. Rodenburg, "Ptychographic electron microscopy using high-angle dark-field scattering for sub-nanometre resolution imaging," *Nature communications*, vol. 3, p. 730, 2012.
- [108] F. Hüe, J. Rodenburg, A. Maiden, F. Sweeney, and P. Midgley, "Wave-front phase retrieval in transmission electron microscopy via ptychography," *Physical Review B*, vol. 82, no. 12, p. 121415, 2010.
- [109] P. Nellist and J. Rodenburg, "Electron ptychography. i. experimental demonstration beyond the conventional resolution limits," *Acta Crystallographica Section A : Foundations of Crystallography*, vol. 54, no. 1, pp. 49–60, 1998.
- [110] B. C. M. . J. M. R. P. D. NELLIST, "Resolution beyond the 'information limit' in transmission electron microscopy," *Nature*, vol. 374, Apr. 1994.
- [111] M. B. Rodenburg, J.M. and P. Nellist, "Experimental tests on double resolution coherent imaging via stem," *Ultramicroscopy*, vol. 48, Mar. 1993.
- [112] P. Thibault, M. Dierolf, A. Menzel, O. Bunk, C. David, and F. Pfeiffer, "High-resolution scanning x-ray diffraction microscopy," *Science*, vol. 321, no. 5887, pp. 379–382, 2008.
- [113] P. Thibault, M. Dierolf, O. Bunk, A. Menzel, and F. Pfeiffer, "Probe retrieval in ptychographic coherent diffractive imaging," *Ultramicroscopy*, vol. 109, no. 4, pp. 338–343, 2009.
- [114] J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms : a comparison," *Applied Optics*, vol. 21, 1982.
- [115] A. Leblanc, S. Monchocé, C. Bourassin-Bouchet, S. Kahaly, and F. Quéré, "Ptychographic measurements of ultrahigh-intensity laser-plasma interactions," *Nature Physics*, 2015.
- [116] M. Key, M. Cable, T. Cowan, K. Estabrook, B. Hammel, S. Hatchett, E. Henry, D. Hinkel, J. Kilkenny, J. Koch, *et al.*, "Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research," *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 5, no. 5, pp. 1966–1972, 1998.

- [117] S. Mangles, C. Murphy, Z. Najmudin, A. Thomas, J. Collier, A. Dangor, E. Divall, P. Foster, J. Gallacher, C. Hooker, *et al.*, “Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions,” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 535–538, 2004.
- [118] S. Hartman and J. Rosenzweig, “Ponderomotive focusing in axisymmetric rf linacs,” *Physical Review E*, vol. 47, no. 3, p. 2031, 1993.
- [119] E. Esarey, P. Sprangle, and J. Krall, “Laser acceleration of electrons in vacuum,” *Physical Review E*, vol. 52, no. 5, p. 5443, 1995.
- [120] W. Yu, M. Yu, J. Ma, Z. Sheng, J. Zhang, H. Daido, S. Liu, Z. Xu, and R. Li, “Ponderomotive acceleration of electrons at the focus of high intensity lasers,” *Physical Review E*, vol. 61, no. 3, p. R2220, 2000.
- [121] G. V. Stupakov and M. Zolotarev, “Ponderomotive laser acceleration and focusing in vacuum for generation of attosecond electron bunches,” *Physical review letters*, vol. 86, no. 23, p. 5274, 2001.
- [122] Y. I. Salamin and C. H. Keitel, “Electron acceleration by a tightly focused laser beam,” *Physical review letters*, vol. 88, no. 9, p. 095005, 2002.
- [123] J. Pang, Y. Ho, X. Yuan, N. Cao, Q. Kong, P. Wang, L. Shao, E. Esarey, and A. Sessler, “Subluminous phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration,” *Physical Review E*, vol. 66, no. 6, p. 066501, 2002.
- [124] I. Dodin and N. Fisch, “Relativistic electron acceleration in focused laser fields after above-threshold ionization,” *Physical Review E*, vol. 68, no. 5, p. 056402, 2003.
- [125] C. Varin and M. Piché, “Relativistic attosecond electron pulses from a free-space laser-acceleration scheme,” *Physical Review E*, vol. 74, no. 4, p. 045602, 2006.
- [126] A. Maltsev and T. Ditmire, “Above threshold ionization in tightly focused, strongly relativistic laser fields,” *Physical review letters*, vol. 90, no. 5, p. 053002, 2003.
- [127] G. Malka, E. Lefebvre, and J. Miquel, “Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser,” *Physical review letters*, vol. 78, no. 17, p. 3314, 1997.
- [128] S. McNaught, J. Knauer, and D. Meyerhofer, “Photoelectron initial conditions for tunneling ionization in a linearly polarized laser,” *Physical Review A*, vol. 58, no. 2, p. 1399, 1998.
- [129] C. Moore, A. Ting, S. McNaught, J. Qiu, H. Burris, and P. Sprangle, “A laser-accelerator injector based on laser ionization and ponderomotive acceleration of electrons,” *Physical review letters*, vol. 82, no. 8, p. 1688, 1999.
- [130] S. Payeur, S. Fourmaux, B. Schmidt, J. MacLean, C. Tchervenkov, F. Légaré, M. Piché, and J. Kieffer, “Generation of a beam of fast electrons by tightly focusing a radially polarized ultrashort laser pulse,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 4, p. 041105, 2012.
- [131] D. Cline, L. Shao, X. Ding, Y. Ho, Q. Kong, and P. Wang, “First observation of acceleration of electrons by a laser in a vacuum,” 2013.
- [132] P. Mora and B. Quesnel, “Comment on \S experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser \check{T} ,” *Physical review letters*, vol. 80, no. 6, p. 1351, 1998.
- [133] K. T. McDonald, “Comment on \S experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser \check{T} ,” *Physical Review Letters*, vol. 80, no. 6, p. 1350, 1998.

- [134] S. Carbajo, E. A. Nanni, L. J. Wong, R. Miller, and F. X. Kärtner, “Direct laser acceleration of electrons in free-space,” *arXiv preprint arXiv :1501.05101*, 2015.
- [135] Y. Tian, J. Liu, W. Wang, C. Wang, A. Deng, C. Xia, W. Li, L. Cao, H. Lu, H. Zhang, *et al.*, “Electron emission at locked phases from the laser-driven surface plasma wave,” *Physical review letters*, vol. 109, no. 11, p. 115002, 2012.
- [136] D. Cai, Y. Gu, Z. Zheng, T. Wen, S. Chunyu, Z. Wang, and X. Yang, “Experimental study for angular distribution of the hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 10, no. 8, pp. 3265–3269, 2003.
- [137] A. G. Mordovanakis, J. Easter, N. Naumova, K. Popov, P.-E. Masson-Laborde, B. Hou, I. Sokolov, G. Mourou, I. V. Glazyrin, W. Rozmus, *et al.*, “Quasimonoenergetic electron beams with relativistic energies and ultrashort duration from laser-solid interactions at 0.5 khz,” *Physical review letters*, vol. 103, no. 23, p. 235001, 2009.
- [138] F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmers, A. Karmakar, A. Pukhov, and G. Pretzler, “Directed acceleration of electrons from a solid surface by sub-10-fs laser pulses,” *Physical review letters*, vol. 102, no. 19, p. 195001, 2009.
- [139] W. Wang, J. Liu, Y. Cai, C. Wang, L. Liu, C. Xia, A. Deng, Y. Xu, Y. Leng, R. Li, *et al.*, “Angular and energy distribution of fast electrons emitted from a solid surface irradiated by femtosecond laser pulses in various conditions,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 17, no. 2, p. 023108, 2010.
- [140] B. Quesnel and P. Mora, “Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum,” *Physical Review E*, vol. 58, no. 3, p. 3719, 1998.
- [141] M. Thévenet, A. Leblanc, S. Kahaly, H. Vincenti, A. Vernier, F. Quéré, and J. Faure, “Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors,” *Nature Physics*, 2015.
- [142] K. T. Kim, C. Zhang, A. D. Shiner, S. E. Kirkwood, E. Frumker, G. Gariepy, A. Naumov, D. Villeneuve, and P. Corkum, “Manipulation of quantum paths for space-time characterization of attosecond pulses,” *Nature Physics*, vol. 9, no. 3, pp. 159–163, 2013.
- [143] I. G. Charles Bourassin-Bouchet, Matthias M. Mang and I. A. Walmsley, “Mutual interferometric characterization of a pair of independent electric fields,” *Optics Letters*, vol. 38, Nov. 2013.

Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses : génération d'harmoniques d'ordre élevé et de faisceaux d'électrons relativistes .

Lors de la focalisation d'un laser femtoseconde ultra-intense [$I > 10^{16} \text{W/cm}^2$] sur une cible solide, dès le début de l'impulsion le champ laser est suffisant pour totalement ioniser la surface de la cible. Le reste de l'impulsion est ensuite réfléchi dans la direction spéculaire par le plasma dense ainsi créé : c'est un *miroir plasma*. Le champ laser ultra-intense peut accélérer les électrons au sein du plasma à des vitesses relativistes. Certains sont éjectés vers le vide et ces miroirs plasmas sont ainsi des sources de faisceaux d'électrons énergétiques. De plus, ils rayonnent dans l'extrême ultra-violet (XUV) à chaque période laser, ce qui se traduit par de la génération d'harmoniques d'ordre élevé de la pulsation laser. L'objectif de cette thèse est de mieux comprendre l'interaction laser-plasma sur miroirs plasmas à l'aide de la caractérisation de ces deux observables physiques qui en sont issues : les faisceaux d'électrons relativistes et les faisceaux d'harmoniques d'ordre élevé.

Une première partie traite de la mesure des faisceaux harmoniques. Du fait des conditions physiques extrêmes d'interaction, la détection ne peut se faire qu'à une distance macroscopique de la cible. Ainsi la caractérisation des propriétés angulaires de ces faisceaux (réalisée en fonction des conditions d'interaction au cours de travaux précé-

dents) ne fournit que des informations partielles sur l'interaction en elle-même. La ptychographie, une technique de mesure par diffraction cohérente où une sonde est diffractée par un objet, est ici transposée à la génération d'harmoniques sur miroirs plasmas grâce à la micro-structuration optique du plasma à la surface de la cible. Les champs sources harmoniques sont ainsi reconstruits en amplitude et en phase spatiales directement dans le plan cible. Grâce à ces mesures dans différentes conditions d'interaction, des modèles théoriques analytiques d'interaction en régime non relativiste [$I < 10^{18} \text{W/cm}^2$] et relativiste [$I > 10^{18} \text{W/cm}^2$] développés précédemment sont validés expérimentalement.

Une seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale des propriétés angulaires et en énergie des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas. Une étude théorique et numérique, permet de prouver que ces mesures sont la première observation claire de l'accélération d'électrons relativistes par laser dans le vide (VLA).

Enfin, l'étude simultanée des efficacités de génération des faisceaux d'électrons et d'harmoniques montre une corrélation nette entre les deux processus en régime relativiste.

Plasma mirrors and gratings under ultra-intense laser illumination: high harmonic generation and relativistic electron beams generation.

When focusing an ultra-intense femtosecond laser pulse [$I > 10^{16} \text{W/cm}^2$] onto a solid target, this target is ionized at the very beginning of the laser pulse. The resulting dense plasma then reflects the laser in the specular direction: it is a plasma mirror. The ultra-intense laser field can accelerate electrons within the plasma at relativistic speeds. Some are ejected towards the vacuum and these plasma mirrors are therefore sources of relativistic electron beams. Moreover, at each optical cycle they radiate in the form of extreme ultraviolet light, resulting in the generation of high-order harmonics of the laser frequency (HHG). The objective of this PhD is to understand laser-plasma interaction through the characterization of high-order harmonics and relativistic electron beams generated from plasma mirrors.

The first part deals with harmonic beam measurement. Due to the extreme physical conditions during the interaction, detection can only be performed at macroscopic distance from target. Thus, the characterization of the harmonic beams' angular properties (carried out as a function of interaction conditions in previous works) only

provides partial information on the interaction itself. A technique of coherent diffraction imaging, named ptychography, which consists of diffracting a probe onto an object, is transposed to HHG on plasma mirrors by optically micro-structuring the plasma on a target surface. Harmonic fields are then reconstructed spatially in amplitude and phase directly in the target plane. Thanks to this measurement in different interaction conditions, previously developed theoretical analytical models in non-relativistic regime [$I < 10^{18} \text{W/cm}^2$] and relativistic regime [$I > 10^{18} \text{W/cm}^2$] are experimentally validated.

The second part of the PhD is dedicated to the experimental characterization of angular and spectral properties of relativistic electron beams. A theoretical and numerical study shows that this constitutes the first clear observation of vacuum laser acceleration (VLA).

Finally, a simultaneous study of harmonic and electron signals highlights a strong correlation between both processes in the relativistic regime.

Titre : Miroirs et réseaux plasmas en champs lasers ultra-intenses : génération d'harmoniques d'ordre élevé et de faisceaux d'électrons relativistes .

Mots clefs : Interaction laser-plasma, laser à ultra-hautes intensités, génération d'harmoniques d'ordre élevé, accélération d'électrons à énergie relativiste.

Résumé : Lors de la focalisation d'un laser femtoseconde ultra-intense [$I > 10^{16} \text{W/cm}^2$] sur une cible solide, dès le début de l'impulsion le champ laser est suffisant pour totalement ioniser la surface de la cible. Le reste de l'impulsion est ensuite réfléchi dans la direction spéculaire par le plasma dense ainsi créé : c'est un *miroir plasma*. Le champ laser ultra-intense peut accélérer les électrons au sein du plasma à des vitesses relativistes. Certains sont éjectés vers le vide et ces miroirs plasmas sont ainsi des sources de faisceaux d'électrons énergétiques. De plus, ils rayonnent dans l'extrême ultra-violet (XUV) à chaque période laser, ce qui se traduit par de la génération d'harmoniques d'ordre élevé de la pulsation laser. L'objectif de cette thèse est de mieux comprendre l'interaction laser-plasma sur miroirs plasmas à l'aide de la caractérisation de ces deux observables physiques qui en sont issues : les faisceaux d'électrons relativistes et les faisceaux d'harmoniques d'ordre élevé.

Une première partie traite de la mesure des faisceaux harmoniques. Du fait des conditions physiques extrêmes d'interaction, la détection ne peut se faire qu'à une distance macroscopique de la cible. Ainsi la caractérisation des propriétés angulaires de ces faisceaux (réalisée en fonction des conditions d'interaction au cours de travaux précé-

dents) ne fournit que des informations partielles sur l'interaction en elle-même. La ptychographie, une technique de mesure par diffraction cohérente où une sonde est diffractée par un objet, est ici transposée à la génération d'harmoniques sur miroirs plasmas grâce à la micro-structuration optique du plasma à la surface de la cible. Les champs sources harmoniques sont ainsi reconstruits en amplitude et en phase spatiales directement dans le plan cible. Grâce à ces mesures dans différentes conditions d'interaction, des modèles théoriques analytiques d'interaction en régime non relativiste [$I < 10^{18} \text{W/cm}^2$] et relativiste [$I > 10^{18} \text{W/cm}^2$] développés précédemment sont validés expérimentalement.

Une seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale des propriétés angulaires et en énergie des faisceaux d'électrons relativistes issus des miroirs plasmas. Une étude théorique et numérique, permet de prouver que ces mesures sont la première observation claire de l'accélération d'électrons relativistes par laser dans le vide (VLA).

Enfin, l'étude simultanée des efficacités de génération des faisceaux d'électrons et d'harmoniques montre une corrélation nette entre les deux processus en régime relativiste.

Title : Plasma mirrors and gratings under ultra-intense laser illumination: generation of high-order harmonic and relativistic electron beams.

Keywords : Laser-plasma interaction, ultra-high intensities lasers, high harmonic generation, electron acceleration to relativistic energies

Abstract : When focusing an ultra-intense femtosecond laser pulse [$I > 10^{16} \text{W/cm}^2$] onto a solid target, this target is ionized at the very beginning of the laser pulse. The resulting dense plasma then reflects the laser in the specular direction: it is a plasma mirror. The ultra-intense laser field can accelerate electrons within the plasma at relativistic speeds. Some are ejected towards the vacuum and these plasma mirrors are therefore sources of relativistic electron beams. Moreover, at each optical cycle they radiate in the form of extreme ultraviolet light, resulting in the generation of high-order harmonics of the laser frequency (HHG). The objective of this PhD is to understand laser-plasma interaction through the characterization of high-order harmonics and relativistic electron beams generated from plasma mirrors.

The first part deals with harmonic beam measurement. Due to the extreme physical conditions during the interaction, detection can only be performed at macroscopic distance from target. Thus, the characterization of the harmonic beams' angular properties (carried out as a

function of interaction conditions in previous works) only provides partial information on the interaction itself. A technique of coherent diffraction imaging, named ptychography, which consists of diffracting a probe onto an object, is transposed to HHG on plasma mirrors by optically micro-structuring the plasma on a target surface. Harmonic fields are then reconstructed spatially in amplitude and phase directly in the target plane. Thanks to this measurement in different interaction conditions, previously developed theoretical analytical models in non-relativistic regime [$I < 10^{18} \text{W/cm}^2$] and relativistic regime [$I > 10^{18} \text{W/cm}^2$] are experimentally validated.

The second part of the PhD is dedicated to the experimental characterization of angular and spectral properties of relativistic electron beams. A theoretical and numerical study shows that this constitutes the first clear observation of vacuum laser acceleration (VLA).

Finally, a simultaneous study of harmonic and electron signals highlights a strong correlation between both processes in the relativistic regime.